Physikalische Zeitschrift

Begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgegeben von

Prof. Dr. Dr. h.c. **P. Debye**

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung Dr. **Ludwig Bewilogua** in Berlin-Dahlem

ZWEIUNDVIERZIGSTER JAHRGANG
1941

Mit 10 Tafeln

Verlag von S. Hirzel in Leipzig
1941

Republication to complete this periodical formerly reproduced and distributed in the public interest by United States Office of Alien Property Custodian.
Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A. The quality of this reprint is determined by the printing and paper in the original copy used.
Published by J. W. EDWARDS, *PUBLISHER*, for Foreign Periodicals, Inc., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.

Published by
J. W. EDWARDS

Lithoprinted by
EDWARDS BROTHERS, INC.
Ann Arbor, Michigan, U.S.A.
1946

530.5
P569
v.42

Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig
Printed in Germany

WITHDRAWN
481083
OBERLIN COLLEGE
LIBRARY

Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgegeben von

Prof. Dr. Dr. h.c. P. Debye

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung Dr. Ludwig Bewilogua in Berlin-Dahlem

ZWEIUNDVIERZIGSTER JAHRGANG

1941

Mit 10 Tafeln

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 1 — 1. Januar 1941 — Redaktionsschluß für Nr. 3 am 15. Januar 1941 — 42. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

S. Flügge und J. Mattauch, Isotopenbericht 1940. S. 1.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min. für November und Dezember 1940. S. 6.

A. Schulze, Über die Verwendung von Silberlegierungen als Widerstandswerkstoffe. 1. Teil. S. 6.

W. Kolhörster u. E. Weber, Das Zählrohr als Meßinstrument. S. 13.

H. Hönl, Ist die Diracsche Theorie des Positrons lorentzinvariant? S. 19.

Besprechungen:

W. Hessenbruch, Metalle und Legierungen für hohe Temperaturen. I. S. 23.

A. Mittasch, Julius Robert Mayers Kausalbegriff. S. 23.

H. Stenzel, Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen. S. 24.

F. Trendelenburg, Einführung in die Akustik. S. 24.

Nachrichten. S. 24.

ABHANDLUNGEN

Isotopenbericht 1940

Von S. Flügge und J. Mattauch

Die Angaben des Vorjahres (3) können mit geringen Änderungen beibehalten werden. Es wurde daher diesmal davon abgesehen, eine vollständige Tabelle zu bringen, vielmehr haben wir uns darauf beschränkt, unter Zuhilfenahme der in der Berichtszeit erschienenen kernphysikalischen und massenspektrographischen Arbeiten die Massen der leichten Kerne neu zu berechnen. Für die schweren Kerne bleiben auch weiterhin die Arbeiten von Dempster und Graves maßgebend, die bereits im Vorjahre benutzt wurden.

Die Tabelle wurde entsprechend den Interessen der Physiker erweitert durch die Aufnahme der Massen auch von künstlichen, radioaktiven Kernen, soweit sich diese aus Kernreaktionen angeben lassen.

Es ergab sich so der folgende Aufbau für die Tabelle als zweckmäßig: In den ersten Spalten finden sich Ladungszahl Z, Massenzahl A und Neutronenzahl $N = A - Z$ wie bisher. An Stelle der genauen Atommassen M wurde nur der Überschuß $M - A$ über den ganzzahligen Wert angegeben in geeigneten Einheiten (10^{-4} ME), also z. B. für ^6Li nicht 6,016917 $\pm$ 0,000051, sondern 169,17 $\pm$ 0,51. Wir glauben dadurch die Lesbarkeit der Tabelle, besonders auch hinsichtlich der Fehlergrenzen, erhöht zu haben. In den weiteren Spalten folgen wie bisher der Packungsanteil $f = \frac{M-A}{A} \cdot 10^4$ und der Massendefekt sowohl in TME als in MeV, berechnet auf Grund der angegebenen Massen von Neutron und Wasserstoffatom. In der letzten Spalte sind endlich die Kernreaktionen und massenspektrographischen Dubletts zusammengestellt, die der Neuberechnung zugrunde gelegt wurden. Von ausführlichen quantitativen Angaben sowie von Literaturzitaten zu dieser Spalte wurde abgesehen, da ohnehin in Kürze ein ausführliches Tabellenwerk der Verfasser hierüber in Buchform erscheinen wird[1]).

Während die Keramassen unterhalb Sauerstoff jetzt schon mit geringen Ausnahmen sehr sicher sind, treten mit zunehmender Kernmasse Schwierigkeiten auf, die vor allem davon herrühren, daß das Material hier bald so knapp wird, daß oft eine Kernmasse nur durch eine einzige experimentelle Zahl festgelegt ist und sich keine Kontrollmöglichkeiten mehr bieten. Auch das Prinzip, nach Möglichkeit keine β-Zerfallsenergien zu benutzen, da man oft nicht weiß, ob der β-Zerfall nicht zu einem angeregten Zustande führt und noch von einem γ-Strahl begleitet ist, muß hier (wie im Vorjahr) immer noch an zwei Stellen durchbrochen werden, nämlich bei dem Anschluß von ^{24}Mg an ^{24}Na und bei dem Schritt von ^{28}Al zu ^{28}Si. Auch der β-Zerfall $^{32}P \rightarrow {}^{32}S$ hat diesmal einige Bedeutung erlangt, doch ist hier mit Sicherheit bekannt, daß die Energiebilanz nicht durch γ-Strahlen gefährdet sein kann. Der Anschluß mancher künstlichen aktiven Kerne, besonders solcher, die durch (n, γ)-Prozesse entstehen, ist leider auch nur unter

1) J. Mattauch und S. Flügge, Kernphysikalische Tabellen (im Druck).

Benutzung ihrer β-Zerfallsenergie möglich gewesen. Daher rührt die doppelte Wertangabe bei ^{41}K, das aus dem β-Zerfall von ^{41}A berechnet wurde; hier war nicht bekannt, ob die γ-Energie zur oberen β-Grenze hinzugefügt werden mußte oder nicht. Eine gewisse Unsicherheit besteht übrigens auch bei der Verwendung mancher Kernreaktionen, sofern keine Kontrollmöglichkeiten vorliegen. Denn bei manchen Reaktionen, z. B. (α, p), entsteht der Folgekern bevorzugt in einem angeregten Zustand, so daß die intensitätsschwache Protonengruppe größter Reichweite sich gelegentlich noch der Beobachtung entzogen haben mag. Wir vermuten, daß ein solcher Fall bei der Reaktion ^{32}S (α, p) ^{35}Cl vorliegt (s. unten).

Isotop	Beobachtete maxim. β-Energie in MeV	Aus unseren Massen berechnete maximale β-Energie in MeV
^{3}H	0,015 ± 0,003 0,013 ± 0,005	− 0,007 ± 0,053
^{8}Li	12	16,07 ± 0,07
^{10}C	3,36 ± 0,1	3,34
^{11}C	0,95 ± 0,03 1,03 ± 0,03	0,98 ± 0,08
^{14}C	0,090 ± 0,015	0,210 ± 0,045
^{13}N	1,21 ± 0,02 1,24 ± 0,03	1,19 ± 0,07
^{17}F	2,1	1,84
^{18}F	0,7	0,64
^{20}F	5,0 (γ-Energie 2,2 MeV)	7,12
^{19}Ne	2,20	2,18
^{23}Mg	2,82	2,80 ± 0,37

Bei den leichtesten Kernen ist eine Prüfung der Zuverlässigkeit der β-Grenzen im allgemeinen möglich. Im folgenden stellen wir für alle Kerne, bei denen das möglich ist, die beobachtete β-Grenze in MeV der aus den Massen unserer Tabelle berechneten gegenüber. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung im allgemeinen recht gut, so daß man einiges Vertrauen auch in die lediglich mit Hilfe empirischer β-Grenzen berechneten Kernmassen haben darf; in einigen Fällen ist die Diskrepanz jedoch noch beträchtlich (^{8}Li, ^{14}C). Ob beim ^{14}C eine γ-Strahlung den Rest von etwa 100 keV deckt, ist bisher nicht bekannt. Beim ^{20}F sieht man, daß die Übereinstimmung vorzüglich wird, sowie man die beobachtete γ-Energie zur empirischen oberen β-Grenze hinzufügt. Damit ist bewiesen, daß der β-Übergang $^{20}F \rightarrow {}^{20}Ne$ stets zu einem mit 2,2 MeV angeregten ^{20}Ne-Kern führt.

Eine nähere Diskussion erfordern die Massen von ^{5}He und ^{10}Be sowie das Gebiet zwischen $A = 31$ und 35.

Beim ^{5}He wurde eine ältere Arbeit von Williams, Shepherd und Haxby (11) zugrunde gelegt. Dort wurde eine Reaktion ^{7}Li (d, α) ^{5}He gefunden, und zwar trat eine homogene α-Teilchengruppe von 7,10 cm Reichweite auf, während das Nichtauftreten einer entsprechend kürzeren ^{5}He-Gruppe zwanglos aus der Instabilität dieses Kerns gegen den Zerfall in $^{4}He + {}^{1}n$ erklärt wird. Die Energie der benutzten Deuteronen betrug nach den Angaben der Verfasser 167 keV (bis 200 keV). Nach der Energie-Reichweite-Kurve von Livingston und Bethe entspricht die beobachtete ^{4}He-Reichweite einer Energie von 7,84 MeV. Bezeichnet man die Energien von Deuteron, ^{4}He und ^{5}He mit E_D, E_4 und E_5, die Energietönung mit Q und die Impulse mit p_D, p_4 und p_5, so gilt

$$E_D = E_4 + E_5 - Q \qquad (1)$$

und

$$p_D = p_4 - p_5.$$

Nun ist $p = \sqrt{2mE}$; also kann man den Impulssatz auch schreiben

$$\sqrt{2E_D} = \sqrt{4E_4} - \sqrt{5E_5}. \qquad (2)$$

Da $E_D = 0{,}17$ MeV und $E_4 = 7{,}84$ MeV bekannt sind, kann man aus Gleichung (2) E_5 berechnen. Hierbei darf man das Glied $\sqrt{2E_D} = 0{,}58$ keineswegs gegen $\sqrt{4E_4} = 5{,}60$ vernachlässigen, wie es Williams und Mitarbeiter anscheinend getan haben. Man erhält $E_5 = 5{,}04$ MeV und aus Gleichung (1) $Q = 12{,}7$ MeV. Damit ist unser ^{5}He-Wert gewonnen, der um 2,44 MeV instabil ist gegen den Zerfall in ^{4}He und ^{1}n.

Bei ^{10}Be erhalten wir mit Hilfe der von Oliphant, Kempton und Rutherford (7) angegebenen Protonenreichweite bei der Reaktion ^{9}Be (d, p) ^{10}Be einen Energieüberschuß des ^{10}Be über ^{10}B von 420 keV. Eine β-Energie dieser Größenordnung ist nicht bekannt. Die bei Beschießung von ^{9}Be mit Deuteronen entstehende sehr weiche und langlebige β-Strahlung gehört, wie O'Neal und Goldhaber (8) kürzlich gezeigt haben, zur Reaktion ^{9}Be $(d, {}^{3}H)$ ^{8}Be und rührt von den ^{3}H-Teilchen her, deren Aktivität schon im Vorjahr Alvarez und Cornog (1) entdeckt haben[2]). Der Versuch, ^{10}Be auf andere Weise, etwa durch den Prozeß ^{10}B (n, p) ^{10}Be zu gewinnen, ist bisher fehlgeschlagen. Maurer und Fisk (5) konnten bei Verwendung langsamer Neutronen Protonen beobachten, deren Energie zu der von uns angegebenen Masse passen würde; ein neuer Versuch von Bretscher (2), das hierbei entstehende ^{10}Be mit Hilfe seiner Aktivität nachzuweisen, zeigt aber, daß diese Reaktion bei schnellen Neutronen jedenfalls höchstens mit

2) Die damals angegebene kurze Halbwertszeit von etwa 150 Tagen war durch apparative Mängel vorgetäuscht. Nach O'Neal und Goldhaber (9) ist der wahrscheinlichste Wert heute (31 ± 8) Jahre.

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Neutronenzahl $A-Z$	$(M-A)\cdot 10^4$	Packungsanteil $f=\frac{M-A}{A}\cdot 10^4$	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen TME	MeV	Benutzte Dubletts bzw. Reaktionen
0	Neutron	n	1*	1	89,45 ± 0,25	+89,45 ± 0,25	0	0	$D(\gamma, n)H$
1	Wasserstoff	H	1	0	81,31 ± 0,032	+81,31 ± 0,032	0	0	Grunddubletts
		(D)	2	1	147,25 ± 0,064	+73,63 ± 0,032	2,35	2,19	Grunddubletts
		H	3*	2	170,24 ± 0,22	56,75 ± 0,07	9,00	8,38	$D(d,p)^3H$; $^6Li(n,\alpha)^3H$
2	Helium	He	3	1	170,32 ± 0,53	56,77 ± 0,18	8,18	7,61	$D(d,n)^3He$; $^6Li(p,\alpha)^3He$
			4	2	38,60 ± 0,31	9,65 ± 0,08	30,20	28,20	$^4He_2^+ - {}^{16}O^{++}$; $D_2^+ - {}^4He^+$
			5*	3	154,28	30,86	27,67	25,76	$^7Li(d,\alpha)^3He$
			6*	4	209	34,9	31,1	29,0	$^6He \rightarrow {}^6Li + \beta^-$
3	Lithium	Li	6	3	169,17 ± 0,51	28,20 ± 0,09	34,31	31,94	$^6Li(d,\alpha)^4He$; $^9Be(p,\alpha)^6Li$
			7	4	181,63 ± 0,57	25,95 ± 0,08	42,01	39,11	$^7Li(p,\alpha)^4He$; $^7Li^+ - {}^{14}N^{++}$
			8*	5	249,67 ± 0,66	31,21 ± 0,08	44,2	41,1	$^7Li(d,p)^8Li$
4	Beryllium	Be	7*	3	190,89 ± 0,66	27,27 ± 0,09	40,3	37,5	$^7Li(p,n)^7Be$
			8*	4	78,07 ± 0,39	9,76 ± 0,05	60,5	56,3	$^9Be(p,d)^8Be$; $^9Be(\gamma,n)^8Be$; $^9Be(e^-,n+e^-)^8Be$; $^{10}B(d,\alpha)^8Be$; $^{11}B(p,\alpha)^8Be$
			9	5	149,58 ± 0,62	16,62 ± 0,07	62,3	58,0	$^9BeH^+ - {}^{20}Ne^{++}$; $^9Be(d,\alpha)^7Li$
			10*	6	166,22 ± 1,36	16,62 ± 0,14	69,6	64,8	$^9Be(d,p)^{10}Be$
5	Bor	B	9*	4	160,84 ± 0,68	17,87 ± 0,08	60,4	56,2	$^9Be(p,n)^9B$
			10	5	161,69 ± 0,70	16,17 ± 0,07	69,2	64,4	$^9BeH^+ - {}^{10}B^+$; $^{10}B^+ - {}^{20}Ne^{++}$; $^{10}B(n,\alpha)^7Li$; $^{10}BH_2^+ - {}^{12}C^+$
			11	6	129,01 ± 0,50	11,73 ± 0,05	81,4	75,8	$^{19}B(d,p)^{11}B$; $^{12}BH^+ - {}^{11}B^+$; $^{11}B(d,\alpha)^9Be$; $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$; $^{11}BH^+ - {}^{12}C^+$
			12*	7	168	14,0	86,5	80,5	$^{12}B \rightarrow {}^{12}C + \beta^-$
6	Kohlenstoff	C	10*	4	208,6	20,86	63,7	59,3	$^{10}B(p,n)^{10}C$
			11*	5	150,47 ± 0,75	13,68 ± 0,07	78,5	73,1	$^{11}B(p,n)^{11}C$
			12	6	38,80 ± 0,25	3,233 ± 0,020	98,6	91,8	Grunddubletts
			13	7	75,61 ± 0,43	5,82 ± 0,03	103,8	96,7	$^{12}CH^+ - {}^{13}C^+$; $^{12}C(d,p)^{13}C$; $^{13}C(d,\alpha)^{11}B$
			14*	8	77,41 ± 0,43	5,53 ± 0,03	112,6	104,8	$^{11}B(\alpha,p)^{14}C$; $^{13}C(d,p)^{14}C$; $^{14}N(n,p)^{14}C$
7	Stickstoff	N	13*	6	99,37 ± 0,59	7,64 ± 0,05	100,7	93,7	$^{13}C(p,n)^{13}N$
			14	7	75,15 ± 0,18	5,368 ± 0,013	112,0	104,3	$^{12}CH_2^+ - {}^{14}N^+$; $^{12}CH_3^+ - {}^{14}NH^+$; $^{14}NH_2^+ - {}^{16}O^+$; $^{14}NH_3^+ - {}^{16}OH^+$; $^{14}N_2^{++} - {}^{12}C^{16}O^{++}$; $^{14}N(d,\alpha)^{12}C$; $^{16}O(d,\alpha)^{14}N$
			15	8	49,36 ± 0,75	3,29 ± 0,05	123,5	115,0	$^{14}NH^+ - {}^{15}N^+$; $^{14}N(d,p)^{15}N$
			16*	9	64,5	4,03	131,0	121,9	$^{16}N \rightarrow {}^{16}O + \beta^-$
8	Sauerstoff	O	15*	7	78	5,2	119,9	111,6	$^{15}O \rightarrow {}^{15}N + \beta^+$
			16	8			136,6	127,2	Standard
			17	9	45,0 ± 0,6	2,65 ± 0,04	141,1	131,3	$^{14}N(\alpha,p)^{17}O$; $^{16}O(d,p)^{17}O$; $(^{19}F(d,\alpha)^{17}O)$
			18	10	49,15 ± 1,80	2,73 ± 0,10	149,6	139,3	$^{18}O(p,\alpha)^{15}N$
9	Fluor	F	17*	8	75,8	4,46	137,2	127,7	$^{16}O(d,n)^{17}F$
			18*	9	67,0 ± 1,9	3,72 ± 0,10	147,0	136,8	$^{18}O(p,n)^{18}F$
			19	10	45,4 ± 1,2	2,39 ± 0,06	158,1	147,2	$^{19}F(p,\alpha)^{16}O$; $^{19}F(d,n)^{20}Ne$
			20*	11	65,4	+3,27	165,0	153,6	$^{19}F(d,p)^{20}F$

Protonenzahl Z	Element	Symbol	Massenzahl A	Neutronenzahl $A-Z$	$(M-A)\cdot 10^4$		Packungsanteil $f=\frac{M-A}{A}\cdot 10^4$		Massendefekt gegen Protonen und Neutronen TME	Massendefekt gegen Protonen und Neutronen MeV	Benutzte Dubletts bzw. Reaktionen
10	Neon	Ne	19*	9	−79,8		+4,20		153,8	143,2	$^{19}F\ (p,n)\ ^{19}Ne$
			20	10	−11,05	0,61	0,553	0,030	171,9	160,0	$^{16}O_2^+ - ^{20}Ne^+$; $^{12}C^{16}O^+ - ^{20}Ne$
			21	11	+ 0,2	2	+ 0,01	± 0,1	179,7	167,3	$^{20}Ne\ (d,p)\ ^{21}Ne$; $^{20}NeH^+ - ^{21}Ne^+$
			22	12	14,2	± 3,0	0,65	± 0,14	190,1	177,0	$^{10}BH^+ - ^{22}Ne^{++}$; $^{11}B^+ - ^{22}Ne^+$; $^{19}F\ (\alpha,p)\ ^{22}Ne$
			23*	13	8,4	± 3,5	0,37	± 0,15	196,8	183,2	$^{23}Ne \rightarrow {}^{23}Na + \beta^-$
11	Natrium	Na	22*	11	+ 3,2	± 3,1	+ 0,15	± 0,14	187,5	174,6	$^{22}Na \rightarrow {}^{22}Ne + \beta^+$
			23	12	35,6	± 1,8	1,55	± 0,08	200,3	186,5	$^{23}Na\ (d,\alpha)\ ^{21}Ne$
			24*	13	22,6	± 3,7	0,94	± 0,15	208,0	193,6	$^{23}Na\ (d,p)\ ^{24}Na$
12	Magnesium	Mg	23*	11	+ 5,5	± 3,5	+ 0,24	± 0,15	195,4	181,9	$^{23}Na\ (p,n)\ ^{23}Mg$
			24	12	70,0	± 3,8	2,92	± 0,16	211,9	197,3	$^{24}Na \rightarrow {}^{24}Mg + \beta^- + \gamma$
			25	13	53,8	± 4,6	2,15	± 0,18	219,2	204,1	$^{27}Al\ (d,\alpha)\ ^{25}Mg$
			26	14	98,8	± 3	3,80	± 0,1	232,7	216,6	$^{23}Na\ (\alpha,p)\ ^{26}Mg$
			27*	15	74,4	± 4,4	2,76	± 0,16	239,2	222,7	$^{27}Mg \rightarrow {}^{27}Al + \beta^-$
13	Aluminium	Al	26*	13	55,7		2,14		227,6	211,9	$^{26}Al \rightarrow {}^{26}Mg + \beta^+$
			27	14	93,1	± 4,3	3,45	± 0,16	240,2	223,7	$^{24}Mg\ (\alpha,p)\ ^{27}Al$
			28*	15	92,3	± 3,7	3,30	± 0,13	249,1	231,0	$^{25}Mg\ (\alpha,p)\ ^{28}Al$; $^{27}Al\ (d,p)\ ^{28}Al$
			29*	16	108		3,72		259,6	241,7	$^{29}Al \rightarrow {}^{29}Si + \beta^-$
14	Silizium	Si	27*	13	38,9	± 4,5	1,44	± 0,17	234,0	217,9	$^{27}Al\ (p,n)\ ^{27}Si$
			28	14	127,7	± 4,5	4,56	± 0,16	251,8	234,5	$^{28}Al \rightarrow {}^{28}Si + \beta^-$; $(^{12}C\ ^{16}O^+ - {}^{28}Si^+)$
			29	15	134,9	± 6,2	4,65	± 0,21	261,5	243,5	$^{10}B\ ^{19}F^+ - {}^{29}Si^+$
			30	16	150,1	± 5,0	5,34	± 0,17	273,0	254,1	$^{27}Al\ (\alpha,p)\ ^{30}Si$
			31*	17	134		4,32		279,3	260,0	$^{31}Si \rightarrow {}^{31}P + \beta^-$
15	Phosphor	P	30*	15	115		3,83		267,6	249,1	$^{30}P \rightarrow {}^{30}Si + \beta^+$
			31	16	155,9	± 2,7	5,03	± 0,09	280,7	261,3	$^{28}Si\ (\alpha,p)\ ^{31}P$; $^{12}C\ ^{19}F^+ - {}^{31}P^+$ (vgl. Text)
			32*	17	156,3	± 2,7	4,88	± 0,08	289,7	269,7	$^{31}P\ (d,p)\ ^{32}P$
16	Schwefel	S	32	16	174,8	± 2,6	5,46	± 0,08	290,7	270,6	$^{16}O_2 - {}^{32}S^+$; $^{32}P \rightarrow {}^{32}S + \beta^-$ (s. Text)
			34	18	201,9	± 3,7	5,94	± 0,11	311,3	289,8	$^{31}P\ (\alpha,p)\ ^{34}S$
17	Chlor	Cl	35	18	211,6	± 1,9	6,05	± 0,06	320,4	298,3	$^{12}C_3 - H\ ^{35}Cl^+$
			36*	19	219,7	± 3,6	6,10	± 0,10	330,2	307,4	$^{35}Cl\ (d,p)\ ^{36}Cl$
			37	20	223,0	± 0,9	6,03	± 0,02	339,4	316,0	$^{12}C_3H^+ - {}^{37}Cl^+$
			38*	21	200,1	± 3,2	5,27	± 0,08	346,1	322,2	$^{37}Cl\ (d,p)\ ^{38}Cl$
18	Argon	A	36	18	227,2	± 3,7	6,31	± 0,10	330,1	307,3	$^{36}Cl \rightarrow {}^{36}A + \beta^-$
			38	20	253,7	± 3,3	6,68	± 0,09	350,6	326,4	$^{38}Cl \rightarrow {}^{38}A + \beta^-$
			40	22	245,1	± 1,2	6,127	± 0,031	367,7	342,3	$^{16}OD_2^+ - {}^{40}A^{++}$; $^{20}Ne^+ - {}^{40}A^{++}$; $^{12}C_3H_4^+ - {}^{40}A^+$
			41*	23	226,0		5,51		374,7	348,8	$^{40}A\ (d,p)\ ^{41}A$
19	Kalium	K	41	22	269,7 oder 255		6,58 oder 6,22		378,3 oder 376,8	352,2 oder 350,8	$^{41}A \rightarrow {}^{41}K + \beta^- + \gamma\ (?)$
20	Calcium	Ca	45*	25	−292,5	± 6,4	−6,50	± 0,14	415,5	386,8	$^{45}Ca \rightarrow {}^{45}Sc + \beta^-$
21	Scandium	Sc	45	24	−302,3	± 6,3	−6,72	± 0,14	415,7	387,0	$^{45}Sc\ (\alpha,p)\ ^{48}Ti$
			46*	25	−309,1	± 7,0	−6,72	± 0,15	425,3	395,9	$^{45}Sc\ (d,p)\ ^{46}Sc$
22	Titan	Ti	48	26	−342,0	± 3,8	−7,13	± 0,08	445,7	414,9	$^{16}O + {}^{48}Ti^{+++}$; $^{12}C_2^+ - {}^{48}Ti^{+++}$; $^{12}C^+ - {}^{48}Ti^{+++}$
23	Vanadium	V	51	28	−396,5	± 6,3	−7,78	± 0,12	477,1	444,2	$^{48}Ti\ (\alpha,p)\ ^{51}V$
			52*	29	−414,3	± 7,0	−7,97	± 0,13	487,9	454,2	$^{51}V\ (d,p)\ ^{52}V$
26	Eisen	Fe	56	30	−429	± 18	−7,7	± 0,3	523	487	$^{12}C_4H_8^+ - {}^{56}Fe^+$

einem Wirkungsquerschnitt von $2 \cdot 10^{-28}$ cm² auftreten kann, wenn anders nicht das ^{10}Be noch viel langlebiger ist als 350 Jahre. Man sieht nicht recht, wie die beiden Resultate zusammenpassen sollen. Eine mögliche, aber wohl kaum wahrscheinliche Lösung wäre es, daß beim β-Zerfall von ^{10}Be nur eine sehr weiche und langlebige β-Strahlung emittiert würde und das entstehende angeregte ^{10}B anschließend durch eine γ-Strahlung von rund 400 keV in den Grundzustand überginge.

Einige Schwierigkeiten ergeben sich bei den Massen von Schwefel und Chlor. ^{32}S konnte zunächst an die Gruppe der leichteren Elemente mit Hilfe des sehr gut bekannten β-Zerfalls $^{32}P \rightarrow {}^{32}S$ angeschlossen werden. Damit ergab sich zunächst aus der ^{32}P-Masse von $(M-A) \cdot 10^4 = -150{,}2 \pm 4{,}8$ eine ^{32}S-Masse von $(M-A) \cdot 10^4 = -168{,}7 \pm 5{,}0$. Hierzu paßt ganz gut der massenspektrographische Wert von Aston für das Dublett $^{16}O_2 - {}^{32}S$, der den Wert $-177{,}0 \pm 3{,}0$ ergibt. Das gewogene Mittel aus diesen beiden Zahlen, $-174{,}8 \pm 2{,}6$, wurde in die Tabelle eingesetzt und die ^{32}P-Masse nachträglich auf $-156{,}3 \pm 2{,}7$ korrigiert, da die Differenz $^{32}P - {}^{32}S$ sehr genau bekannt ist. Auch bei ^{31}P wurde noch eine kleine Korrektur vorgenommen.

Für ^{35}Cl liegen drei Erfahrungswerte vor. Eine alte massenspektrographische Bestimmung Astons aus dem Dublett $^{12}C_3 - {}^{1}H\,{}^{35}Cl$ ergibt bei ^{35}Cl $(M-A) \cdot 10^4 = -190 \pm 7$; dieselbe Messung wurde von Okuda, Ogata, Aoki und Sugawara (6) jetzt genauer wiederholt und führte auf $-211{,}6 \pm 1{,}9$. Dieser Wert scheint sehr zuverlässig. Außerdem kann man noch die zuerst von Brasefield und Pollard, später von Haxel (4) bestimmte Energietönung der Kernreaktion $^{32}S\ (\alpha, p)\ {}^{35}Cl$ benutzen; mit dem oben genannten ^{32}S-Wert erscheint dann für ^{35}Cl $-195{,}0$. Dieser Wert ist völlig unverträglich mit dem massenspektrographischen Ergebnis der Japaner. Die wahrscheinlichste Lösung des Widerspruchs scheint uns darin zu bestehen, daß die neben einer Reihe kürzerer beobachtete Protonengruppe noch nicht die längste, zum ^{35}Cl-Grundzustande führende ist, sondern daß dieser entsprechend den Angaben der Japaner für ^{35}Cl noch 1,55 MeV tiefer liegt. Als Energietönung für den Grundzustand hätte man dann statt $-2{,}1$ MeV nur $(-0{,}7 \pm 0{,}3)$ MeV zu erwarten.

Bei den schweren Kernen würden sich kleine Änderungen ergeben beim Anschluß an die gegenüber dem Vorjahr leicht veränderten Massen von ^{27}Al und ^{48}Ti. Diese Änderungen erreichen nirgends auch nur annähernd die Fehlergrenzen, so daß ihre besondere Aufführung in der Tabelle unterbleiben konnte. Die korrigierten Zahlen wird das oben erwähnte, demnächst erscheinende Buch der Verfasser enthalten.

Die relativen Häufigkeiten können ebenfalls unverändert dem vorjährigen Bericht entnommen werden. Es liegt lediglich beim Molybdän eine elektrometrische Neumessung von Valley (10) vor, die gegenüber den im Vorjahre noch benutzten weniger guten Zahlen von Mattauch und Lichtblau eine geringe Verschiebung ergibt, nämlich:

Massenzahl	relative Häufigkeit
92	14,9 Proz.
94	9,40 „
95	16,1 „
96	16,6 „
97	9,65 „
98	24,1 „
100	9,25 „

Mit dem aus der Kurve folgenden Packungsanteil ergibt sich dann ein chemisches Atomgewicht von $95{,}92 \pm 0{,}01$, so daß die Differenz gegenüber dem chemischen Wert von Hönigschmid und Wittmann 95,95 nur teilweise behoben wird.

Schrifttum

1) L. W. Alvarez u. R. Cornog, Physic. Rev. **56**, 613, 1939.
2) E. Bretscher, Nature **146**, 94, 1940.
3) O. Hahn, S. Flügge u. J. Mattauch, Physik. Zeitschr. **41**, 1, 1940.
4) O. Haxel, Physik. Zeitschr. **36**, 804, 1935.
5) W. Maurer u. J. B. Fisk, Zeitschr. f. Phys. **112**, 436, 1939.
6) T. Okuda, K. Ogata, K. Aoki u. Y. Sugawara, Physic. Rev. **58**, 578, 1940.
7) M. L. Oliphant, E. A. Kempton u. Lord Rutherford, Proc. Roy. Soc. (A) **150**, 241, 406, 1935.
8) R. D. O'Neal u. M. Goldhaber, Physic. Rev. **57**, 1086, 1940.
9) R. D. O'Neal u. M. Goldhaber, Physic. Rev. **58**, 574, 1940.
10) G. E. Valley, Physic. Rev. **57**, 945, 1940.
11) J. H. Williams, W. G. Shepherd u. R. O. Haxby, Physic. Rev. **52**, 390, 1937.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, im Dezember 1940.

(Eingegangen 16. Dezember 1940)

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min

Die Zahlen der Spalte 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1000,000 000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt

1	2	1	2
Tag	1940 November	Tag	1940 November
1.	+5	16.	+6
2.	+13	17.	—
3.	—	18.	−2
4.	+5	19.	+2
5.	0	20.	−4
6.	+7	21.	+9
7.	0	22.	+6
8.	—[1]	23.	+6
9.	+11	24.	—
10.	—	25.	+12
11.	0	26.	+6
12.	—[2]	27.	+4
13.	+3	28.	+4
14.	+7	29.	−2
15.	0	30.	0

1) Keine Aufnahme.
2) Aussendung ausgefallen.

Berlin-Charlottenburg, den 7. Dezember 1940.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abt. II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger.

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min

Die Zahlen der Spalte 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1000,000 000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
Tag	1940 Dezember	Tag	1940 Dezember
1.	—	17.	−3
2.	+14	18.	−5
3.	+10	19.	−4
4.	+2	20.	−13
5.	+8	21.	−8
6.	+6	22.	—
7.	+2	23.	−8
8.	—	24.	—[1]
9.	0	25.	—
10.	+1	26.	—
11.	+2	27.	−12
12.	+5	28.	—[1]
13.	+7	29.	—
14.	+7	30.	—[1]
15.	—	31.	−11
16.	+6		

[1]) Emission nicht aufgenommen.

Berlin-Charlottenburg, den 7. Januar 1941.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abt. II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger.

Über die Verwendung von Silberlegierungen als Widerstandswerkstoffe

1. Teil

Von Alfred Schulze

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Seit kurzem hat man damit begonnen, Silberlegierungen als Widerstandswerkstoffe zu verwenden. Es handelt sich hierbei um Silber-Mangan-Legierungen, die als Zusätze wenige Prozente Zinn enthalten. Charakteristisch für sie ist ein negativer Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes, der teilweise um mehr als eine Zehnerpotenz größer ist als bei Kupferlegierungen. Die Silberlegierungen besitzen somit die größten negativen Temperaturkoeffizienten, die man bisher bei rein metallischen Legierungen gefunden hat. Diese Eigenschaft hat insofern eine technische Bedeutung, als man derartige Legierungen vor allem für temperaturunabhängige Kompensationsschaltungen verwenden kann. Weiterhin bedeutet die erheblich höhere Korrosionsfestigkeit der Silberlegierungen einen wesentlichen Vorteil gegenüber den Kupferlegierungen. Sie äußert sich vor allem in dem Korrosionsverhalten gegenüber organischen Säuren, ammoniakhaltigen Verbindungen und Salzwasser.

Die bisher für technische Widerstände verwendeten Silberlegierungen sind unter dem Namen NBW 108, NBW 139 und NBW 173 im Handel erhältlich und werden von der Platinschmelze G. Siebert in Hanau a. M. hergestellt[1]).

1) Die Silberlegierungen wurden für diese Untersuchungen von der Firma G. Siebert in Hanau a. M., insbesondere von Herrn Dr. Fröhlich, zur Verfügung gestellt, wofür auch an dieser Stelle der besondere Dank ausgesprochen werden soll.

Ihre chemische Zusammensetzung ist in der Zahlentafel I angegeben.

Zahlentafel I
Chemische Zusammensetzung der Silberlegierungen

	Ag	*Mn*	*Sn*
NBW 108	82	10	8
NBW 139	78	13	9
NBW 173	80	17	3

In der vorliegenden Arbeit sind nun die elektrischen und mechanischen Eigenschaften dieser Legierungen einer eingehenden Untersuchung unterzogen worden. Dabei zeigte sich, daß sie in hohem Maße von der thermischen Vorbehandlung abhängig sind, und daß zwei dieser Werkstoffe sogar für Präzisions- bzw. Normalwiderstände brauchbar sind.

I. Die Legierung NBW 108

Die Silberlegierung NBW 108 stand in Drahtform von 0,61 und 1,21 mm Durchmesser zur Verfügung. Sie hat im kaltverformten Zustande bei Raumtemperatur einen spezifischen Widerstand:

$$\sigma = 0{,}55\,\Omega\,\frac{\text{mm}^2}{\text{m}}.$$

Der Temperaturkoeffizient schwankt je nach dem Grad der Kaltverformung zwischen — 30 und — 55 Milliontel. Die Widerstandstemperaturkurve, die zunächst in der Umgebung der Raumtemperatur, d. h. zwischen 10 und 50° C bestimmt wurde, hat einen nur wenig von der Geraden abweichenden Verlauf.

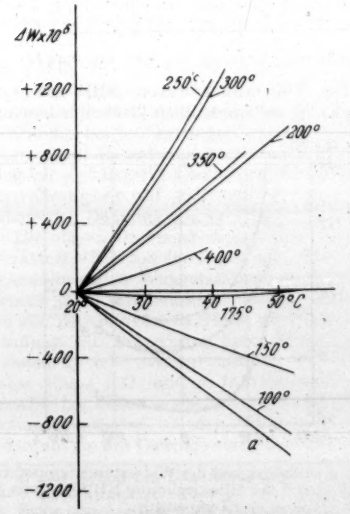

Abb. 1. Abhängigkeit der Widerstandstemperaturkurven der Silberlegierung NBW 108 von der Alterungstemperatur.

Um nun festzustellen, ob und in welcher Weise sich die Widerstandstemperaturkurve nach verschiedener thermischer Behandlung ändert, wurden 1-Ω-Widerstände, die aus Draht von 0,61 mm Durchmesser hergestellt waren und sich während der Messung in einem Petroleumbad befanden, zunächst im Ausgangszustand, d. h. in dem Zustand der Kaltverformung gemessen (Kurve a in Abb. 1). Es wurden dann die entsprechenden Kurven aufgenommen, nachdem die Drähte sukzessive je 10 Stunden bei 100, 125, 150 usw. bis 425° C in neutraler Atmosphäre getempert und langsam auf Raumtemperatur abgekühlt worden waren. Vor der Messung wurden sie mit verdünnter Salpetersäure (50—70 Proz. Säurekonzentration) gebeizt, da wegen der in den höheren Temperaturen auftretenden Verdampfung des Mangans die Drahtoberfläche manganärmer wird.

Die in der Abb. 1 dargestellten Widerstandstemperaturkurven lassen erkennen, daß ihr Verlauf sehr stark von der Alterungstemperatur abhängig ist. Während der Temperaturkoeffizient zwischen 10 und 50° C für einen kaltverformten Draht stark negativ ist, ist er nach Alterung bei etwa 175° C nahezu Null und nimmt positive Werte an, wenn der Draht bei noch höheren Temperaturen gealtert wird. Stellt man die Temperaturkoeffizienten α (bei 20°) in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur graphisch dar — siehe Abb. 2 —, so ergibt sich ein ganz ähnliches Bild, wie wir es bereits beim Manganin gefunden haben[2]). Es treten somit auch bei den Silberlegierungen die bei der Alterung sich abspielenden Vorgänge, nämlich die mechanische Erholung und die chemische Homogenisierung des Werkstoffs, in der gleichen Weise in Erscheinung. Der Erholungseffekt, der sich in relativ kurzer Zeit und vor allem in dem niederen Temperaturgebiet auswirkt, hat Widerstandsabnahme und zugleich Vergrößerung des Temperaturkoeffizienten zur Folge, während durch den Homogenisierungseffekt, der den Werkstoff dem Zustand der idealen Mischkristallbildung näher bringt, und sich vor allem in den hohen Temperaturen auswirkt, der Widerstand zunimmt und somit der Temperaturkoeffizient abnimmt. Infolge dieser beiden bei der Alterung sich abspielenden Vorgänge bildet sich in der Temperaturkoeffizientenkurve ein Maximum

2) A. Schulze, Physik. Zeitschr. **38**, 598, 1937 und **39**, 300, 1938.

aus, das bei etwa 250° C liegt. Aus dieser Kurve ergibt sich nun die wichtige Tatsache, daß für diesen Widerstandswerkstoff sowohl durch Alterung bei 175° C als auch bei 430° C der Temperaturkoeffizient Null erhalten werden kann.

Um festzustellen, ob sich der in der Umgebung der Raumtemperatur gefundene Widerstandsverlauf über einen größeren Temperaturbereich erstreckt oder ob in den tieferen und in den höheren Temperaturgebieten ein anderer Kurvencharakter vorhanden ist, wurden die Widerstandskurven zwischen −200 und +150° C, und zwar für drei Zustände, bestimmt. Kurve a in Abb. 3 ergibt sich für einen kalt-

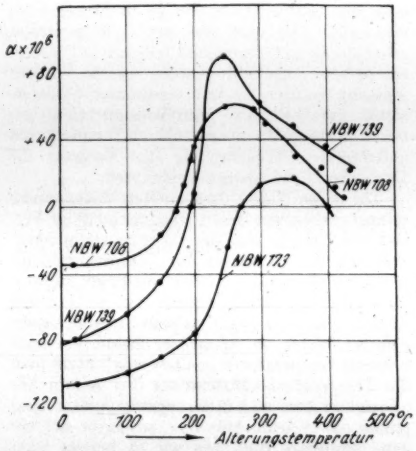

Abb. 2. Widerstandstemperaturkoeffizient der Silberlegierungen NBW 108, 139 und 173 bei 20° C in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur.

verformten Draht ($\alpha_{20} = -36 \cdot 10^{-6}$) und die Kurven b und c für Drähte, die 10 Stunden bei 175° C ($\alpha_{20} = +6 \cdot 10^{-6}$) bzw. bei 300° ($\alpha_{20} = +29 \cdot 10^{-6}$) getempert sind. Wie man sieht, haben diese drei Kurven einen S-förmigen Verlauf. Der für die Kupfer-Mangan-Legierungen charakteristische Kurvenverlauf[3]) ist somit auch bei den Silber-Mangan-Legierungen wiedergefunden worden. Die sich aus den Widerstandstemperaturkurven ergebenden Temperaturkoeffizientenkurven sind in der Abb. 4 dargestellt. Der Bereich, in dem die α-Werte sehr klein sind (siehe Kurve b), ist hiernach verhältnismäßig eng begrenzt.

3) A. Schulze, Physik. Zeitschr. **39**, 401, 1938; **40**, 357, 1939.

Der spezifische Widerstand der Legierung NBW 108, der, wie bereits oben angegeben, im kaltverformten, harten Zustande bei 20° C

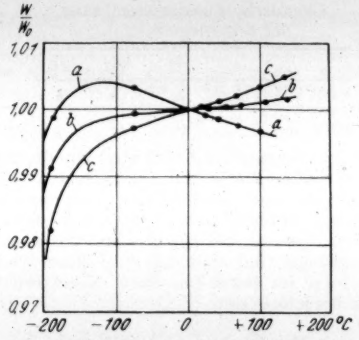

Abb. 3. Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes der Silberlegierung NBW 108 von der Temperatur.
Kurve a: kaltverformt;
Kurve b: bei 175° getempert;
Kurve c: bei 300° getempert.

0,55 $\Omega \frac{mm^2}{m}$ beträgt, ist größer als der des Manganins und sehr stark von der thermischen Behandlung abhängig. Er sinkt nach 10stündiger Alterung bei 175° auf 0,51 und nach entsprechender Alterung bei 300° auf 0,44 $\Omega \frac{mm^2}{m}$.

Die Thermokraft von NBW 108 gegen Kupfer ist außerordentlich klein. Für einen ge-

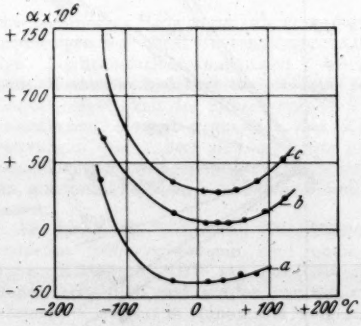

Abb. 4. Abhängigkeit des Widerstandstemperaturkoeffizienten der Silberlegierung NBW 108 von der Temperatur.
Kurve a: kaltverformt;
Kurve b: bei 175° getempert;
Kurve c: bei 300° getempert.

temperten, weichen Legierungsdraht ist in der Umgebung der Raumtemperatur:

$$\frac{dE}{dt} = +0{,}5 \frac{\text{Mikrovolt}}{\text{Grad}}.$$

Messungen der Dichte ergaben den Wert:

$$s = 9{,}58\ \text{g/cm}^3.$$

Von den mechanischen Eigenschaften wurde die Zerreißfestigkeit und die Dehnung an 0,6 und 1,2 mm dicken Drähten bestimmt. Im kaltverformten Zustande beträgt die Zerreißfestigkeit 61 kp/mm² [4]) bei einer Dehnung

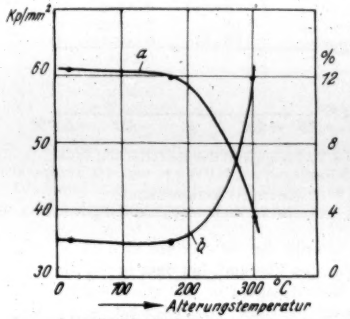

Abb. 5. Zerreißfestigkeit (Kurve a) und Dehnung (Kurve b) der Silberlegierung NBW 108 in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur.

von 2 Proz. In Abb. 5 ist die Abhängigkeit von der Alterungstemperatur dargestellt; hierbei waren die Drähte 10 Stunden bei 175°, dann 10 Stunden bei 300° getempert und anschließend langsam auf Raumtemperatur abgekühlt. Alterung bei 300° bewirkt hiernach ein Absinken der Zerreißfestigkeit auf 39 kp/mm² bei einer Zunahme der Dehnung auf 12 Proz.

Die obigen Untersuchungen zeigen, daß der Werkstoff NBW 108 durch geeignete thermische Behandlung den Widerstandstemperaturkoeffizienten „Null" erhalten kann, und daß er weiterhin alle Vorbedingungen erfüllt, die für eine Verwendung zu Präzisions- bzw. Normalwiderständen gestellt werden müssen. Es wurden daher einige 1-Ω- und 10-Ω-Widerstände hergestellt, bei denen – ebenso wie bei den Manganinwiderständen – der Widerstandsdraht bifilar auf ein mit Gewinde versehenes Porzellanrohr gewickelt ist. Der eine Teil dieser Widerstände wurde 10 Stunden lang bei 175°, der andere bei 400° C in neutraler (Argon-) Atmosphäre getempert und anschließend langsam bis auf Raumtemperatur abgekühlt. Nach Abätzen der Drahtoberfläche wurden die Widerstände abgeglichen und nunmehr mit einer sehr dünnen Schicht aus Bakelitlack bestrichen, um sie vor Oxydation oder sonstigem chemischem Angriff zu schützen. Zum Schluß wurden sie noch etwa 2 Stunden auf 60–80° C angelassen. Die Drahtenden waren an Kupferringen hart angelötet, und letztere waren durch Verschraubung und Weichlötung mit den inneren Enden der Kupferbügel verbunden. Aus Abb. 6 ist ein auf diese Weise hergestellter NBW-Widerstand (Sollwert 1 Ω) zu ersehen.

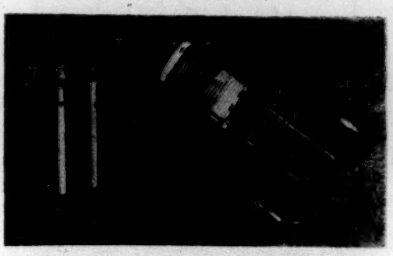

Abb. 6. Ein NBW-Normalwiderstand (Sollwert: 1 Ohm).

Diese Widerstände wurden auf die zeitliche Konstanz ihrer Widerstandswerte hin untersucht. Während die meisten von ihnen 2 bis 3 Monate brauchten, bis ihre Widerstandswerte konstant wurden, haben einige unmittelbar nach ihrer Fertigstellung Widerstandswerte ergeben, die innerhalb einiger Milliontel konstant geblieben sind. Merkwürdigerweise verhalten sich in dieser Hinsicht die bei 175° C getemperten Widerstände besser als die bei 400° getemperten. In der Zahlentafel II ist die zeitliche Abhängigkeit der Widerstände $Ag\ 1_3$ und $Ag\ 10_2$ wiedergegeben. Der Widerstandsverlauf von $Ag\ 1_3$ ist in Abb. 7 (Kurve a) dargestellt. Die in der Zahlentafel II angegebenen α- und β-Werte sind unter Zugrundelegung der quadratischen Gleichung:

$$W_t = W_{20}\,(1 + \alpha\,(t - 20) + \beta\,(t - 20)^2)$$

berechnet. Wie man sieht, haben die Widerstände, die aus dem Werkstoff NBW 108 hergestellt sind, sehr kleine Temperaturkoeffizienten. Hinsichtlich der zeitlichen Konstanz ihrer Widerstandswerte verhalten sie sich nach den bisherigen Beobachtungen sehr günstig.

4) Auf Grund der Bekanntmachung im Amtsblatt der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt 15. Reihe (1939), Nr. 2, S. 40, ist bis zu einer gesetzlichen Regelung zum Unterschied gegen die Einheit der Masse (kg) als Einheit der Kraft im technischen Maßsystem das Kilopond (kp) zu setzen.

Mithin dürfte die Silberlegierung NBW 108 nach geeigneter thermischer Vorbehandlung als Widerstandswerkstoff für Normalwiderstände geeignet sein.

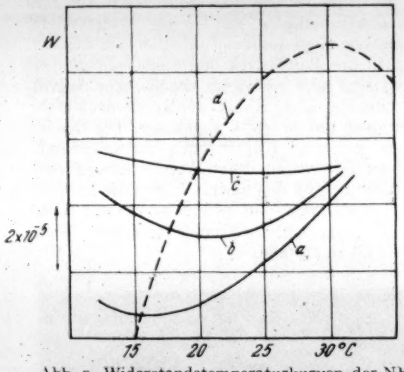

Abb. 7. Widerstandstemperaturkurven der NBW-Legierungen in der Umgebung der Raumtemperatur.
Kurve a: NBW 108, $Ag\ 1_3$;
Kurve b: NBW 139, $Ag\ 1_{11}$;
Kurve c: NBW 173, $Ag\ 1_{16}$;
Kurve d: Manganin (bei 400° C getempert).

II. Die Legierung NBW 139

Die NBW-Legierung 139, die einen höheren Gehalt sowohl an Mangan als auch an Zinn besitzt (siehe Zahlentafel I), hat unter den Silberlegierungen den höchsten spezifischen Widerstand; er beträgt im kaltverformten Zustande bei 20° C:

$$\sigma_{20} = 0{,}61\ \Omega\ \frac{\text{mm}^2}{\text{m}}$$

bei einem Temperaturkoeffizienten von etwa —80 Millionteln. Die physikalischen und mechanischen Eigenschaften dieses Werkstoffes sind ebenfalls sehr stark von der thermischen Behandlung abhängig.

Dies zeigt sich besonders deutlich bei dem elektrischen Widerstand, der in derselben Weise, wie der Werkstoff NBW 108, zunächst in der Umgebung der Raumtemperatur zwischen 10 und 50° C an Drähten von 0,6 mm Durchmesser gemessen wurde. Die Widerstandstemperaturkurven haben in diesem Temperaturgebiet einen nahezu geradlinigen Verlauf. Ihre Neigung hängt lediglich von der Alterungstemperatur ab. Die hierbei sich ergebenden Temperaturkoeffizienten (α_{20}) sind in der Abb. 2 in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur dargestellt und haben einen ganz analogen Verlauf wie die der Legierung NBW 108. Hiernach ist es möglich, für diesen Werkstoff den Temperaturkoeffizienten Null zu erhalten, wenn man ihn bei 195° tempert.

Die Widerstandsmessungen in dem Temperaturgebiet von —200 bis + 150° C[5]) (siehe Abb. 8) zeigen ebenfalls den deutlichen Einfluß

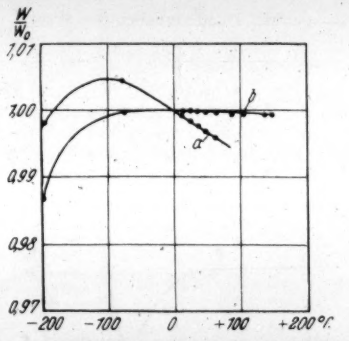

Abb. 8. Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes der Silberlegierung NBW 139 von der Temperatur.
Kurve a: kaltverformt;
Kurve b: bei 195° getempert.

des Alterns. Kurve a ergibt sich für den kaltverformten Zustand, bei dem in der Umgebung der Raumtemperatur der stark negative Temperaturkoeffizient vorhanden ist (siehe Abb. 9), und Kurve b für den gealterten Zustand (3mal je 6 Stunden bei 195° C), für den der Temperaturkoeffizient bei Raumtemperatur nahezu Null ist. Dieser kleine Temperaturkoeffizient bleibt sogar über ein Temperaturgebiet von etwa 150° (siehe Abb. 9) erhalten, was beson-

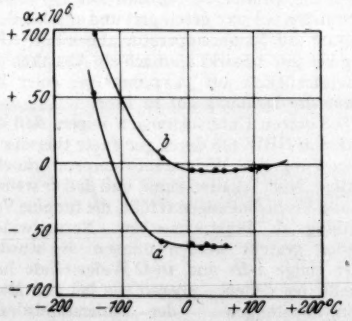

Abb. 9. Abhängigkeit des Widerstandstemperaturkoeffizienten der Silberlegierung NBW 139 von der Temperatur.
Kurve a: kaltverformt;
Kurve b: bei 195° getempert.

5) Messungen ausgeführt von Herrn Dr. Bender.

Zahlentafel II

Zeitliche Abhängigkeit der Widerstandswerte von NBW-Widerständen (in Ohm)

NBW 108				NBW 139		NBW 173	
Datum 1940	$Ag\,1_3$ $\alpha=+1{,}70\cdot10^{-6}$ $\beta=+0{,}23\cdot10^{-6}$	Datum 1940	$Ag\,10_2$ $\alpha=+2{,}28\cdot10^{-6}$ $\beta=+0{,}10\cdot10^{-6}$	Datum 1940	$Ag\,1_{11}$ $\alpha=-0{,}47\cdot10^{-6}$ $\beta=+0{,}21\cdot10^{-6}$	Datum 1940	$Ag\,1_{16}$ $\alpha=-0{,}49\cdot10^{-6}$ $\beta=+0{,}05\cdot10^{-6}$
20. VI.	0,999995	26. VIII.	9,99956	1. XI.	1,000039	21. X.	0,999952
1. VII.	0,999999	2. IX.	9,99956	4. XI.	1,000038	1. XI.	0,999953
18. VII.	0,999997	10. IX.	9,99955	8. XI.	1,000032	4. XI.	0,999954
5. VIII.	1,000000	16. IX.	9,99956	11. XI.	1,000032	8. XI.	0,999954
12. VIII.	0,999997	23. IX.	9,99957	18. XI.	1,000035	11. XI.	0,999953
19. VIII.	0,999996	30. IX.	9,99953	22. XI.	1,000041	18. XI.	0,999954
26. VIII.	0,999995	7. X.	9,99954	25. XI.	1,000040	22. XI.	0,999955
2. IX.	0,999996	14. X.	9,99956			25. XI.	0,999953
10. IX.	0,999994	22. X.	9,99953				
23. IX.	0,999996	27. X.	9,99952				
1. X.	0,999997	4. XI.	9,99952				
7. X.	0,999998	18. XI.	9,99951				
21. X.	0,999996						
4. XI.	0,999998						
18. XI.	0,999996						
22. XI.	0,999997						

ders für Belastungswiderstände von großem Wert ist.

Während der spezifische Widerstand, wie oben angegeben, im kaltverformten Zustande $0{,}61\,\Omega\,\frac{mm^2}{m}$ bei 20° beträgt, ist er nach Alterung bei 195° C auf $0{,}57\,\Omega\,\frac{mm^2}{m}$ gefallen.

Die Thermokraft von NBW 139 gegen Kupfer ist sehr klein, und zwar beträgt in der Umgebung der Raumtemperatur:

$$\frac{dE}{dt} = -0{,}2\,\frac{\text{Mikrovolt}}{\text{Grad}}$$

Die Dichte hat sich zu 9,45 g/cm³ ergeben.

Die elektrischen Eigenschaften dieses Werkstoffes liefern hiernach alle Vorbedingungen, die für die Verwendung zu Normalwiderständen erforderlich sind. Die mechanischen Eigenschaften bieten jedoch gewisse Schwierigkeiten. Der Werkstoff besitzt im kaltverformten Zustande bereits eine sehr große Härte, die mit steigender Alterungstemperatur noch erheblich zunimmt. Außerdem wird er durch Alterung so spröde, daß er beim Biegen so leicht wie Glas bricht.

Die Zerreißfestigkeit des kaltverformten Werkstoffs ist 45 kp/mm² und nach Alterung bei 195° C 52 kp/mm², hat also zugenommen. Die zugehörige Dehnung beträgt in beiden Fällen 1 Proz.

Das mechanische Verhalten dieser Legierung deutet darauf hin, daß ihre chemische Zusammensetzung bereits in der Nähe der Löslichkeitsgrenze liegt[6]).

6) M. Hansen und G. Sachs, Zeitschr. f. Metallkunde **20**, 151, 1928.

Trotz der wenig günstigen mechanischen Eigenschaften wurden einige 1-Ω-Widerstände in der üblichen Weise (siehe oben) hergestellt. Sie waren 3mal je 6 Stunden bei 195° C gealtert und anschließend geätzt und abgeglichen. Ihr Temperaturkoeffizient ist außerordentlich klein und liegt unterhalb eines Milliontels[7]). Nach wenigen Wochen waren die Widerstandswerte bereits konstant, und wie die Messungen ergeben haben, ist die zeitliche Konstanz auch dieser Widerstände durchaus zufriedenstellend (vgl. $Ag\,1_{11}$ in der Zahlentafel II).

Wenn auch der Widerstandswerkstoff NBW 139 in elektrischer Beziehung sehr günstige Bedingungen für die Herstellung von Präzisions- und Normalwiderständen ergeben hat, dürfte seine Verwendung hierfür wegen der wenig günstigen mechanischen Eigenschaften nicht zu empfehlen sein.

III. Die Legierung NBW 173

Die dritte Legierung, NBW 173, hat, wie aus der Zahlentafel I zu ersehen, den höchsten Mangangehalt. Sie besitzt den größten negativen Widerstandstemperaturkoeffizienten von 105 Millionteln im kaltverformten Zustande. Ihr spezifischer Widerstand beträgt bei 20°:

$$\sigma_{20} = 0{,}58\,\Omega\,\frac{mm^2}{m}$$

Durch Tempern fällt er sehr stark ab. Alterung bei 270° C (3mal je 6 Stunden mit darauffolgender langsamer Abkühlung), wodurch der Werkstoff den Temperaturkoeffizienten Null erhält, ergibt einen spezifischen Widerstand von

7) Siehe den Verlauf der Widerstandstemperaturkurve von $Ag\,1_{11}$ in Abb. 7, Kurve b.

$0{,}46\,\Omega\,\frac{mm^2}{m}$ bei 20°. Die Widerstandstemperaturkurven verlaufen in der Umgebung der Raumtemperatur nahezu geradlinig; jedoch hängt ihre Richtung, ebenso wie bei den ersten beiden Silberlegierungen in sehr starkem Maße von der thermischen Behandlung ab. Altert man einen kaltverformten Widerstandsdraht (von 0,6 mm Durchmesser) je 6 Stunden sukzessive bei 100, 150, 200, 250° usw., so ergeben sich Temperaturkoeffizienten (α_{20}), deren Verlauf in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur aus der Abb. 2 zu ersehen ist. Die α-Kurve hat ein ausgeprägtes Maximum, das bei etwa 340° C liegt. Es ist ebenfalls durch die bei der Alterung sich abspielenden Vorgänge, nämlich die mechanische Erholung und die chemische Homogenisierung bedingt. Der Temperaturkoeffizient Null kann, wie aus dem Kurvenverlauf ersichtlich, durch entsprechendes Tempern bei 270° und bei 400° erhalten werden.

Der starke Einfluß des Alterns ist fernerhin sehr deutlich aus den Widerstandstemperaturkurven zu ersehen, die in dem Temperaturgebiet von −200° bis nahezu +300° C bestimmt sind[8]) (siehe Abb. 10). Die für die Manganlegierungen charakteristische S-Form tritt hierbei deutlich in Augenschein. Der kleine Temperaturkoeffizient der getemperten Legierung – siehe Abb. 11 – bleibt über ein Temperaturgebiet von nahezu 200° erhalten.

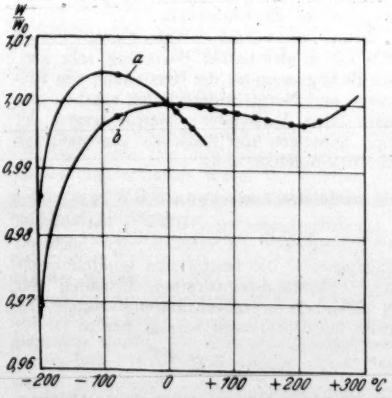

Abb. 10. Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes der Silberlegierung NBW 173 von der Temperatur.
Kurve a: kaltverformt;
Kurve b: bei 270° getempert.

8) Von Dr. Bender gemessen.

Die Thermokraft dieser Legierung gegen Kupfer ist klein. In der Umgebung der Raumtemperatur beträgt:

$$\frac{dE}{dt} = +2\ \frac{\text{Mikrovolt}}{\text{Grad}}$$

Die Dichte der Legierung NBW 173 hat sich zu 9,12 g/cm³ ergeben.

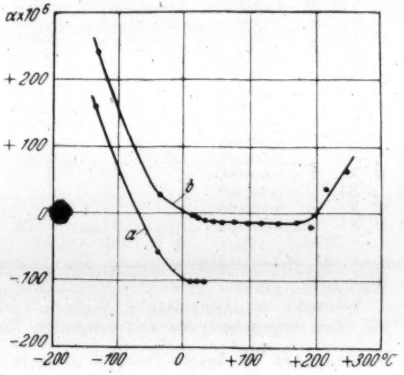

Abb. 11. Abhängigkeit des Widerstandstemperaturkoeffizienten der Silberlegierung NBW 173 von der Temperatur.
Kurve a: kaltverformt;
Kurve b: bei 270° getempert.

Man sieht, daß sich diese Widerstandslegierung in elektrischer Beziehung außerordentlich günstig verhält und ohne weiteres für eine Verwendung zu Normalwiderständen als geeignet erscheint. Die Untersuchung der mechanischen Eigenschaften zeigt, daß die Zerreißfestigkeit, die für einen kaltverformten Draht 47 kp/mm² beträgt, durch Tempern zunimmt und nach etwa 20stündiger Alterung bei 270° ($\alpha_{20} = 0$) auf 57 kp/mm² angestiegen ist. Die hierbei auftretende Dehnung ist in beiden Fällen 1 Proz. Die Legierung NBW 173 ist nicht so hart und spröde wie die Legierung *NBW* 139.

Mehrere auf Porzellan gewickelte 1-Ω-Widerstände aus Draht von 0,6 mm Durchmesser wurden in der üblichen Weise hergestellt. Ein Teil von ihnen war 3mal je 6 Stunden bei 270° und der andere bei 400° C getempert. Sie erreichten bereits nach wenigen Wochen zeitlich konstante Widerstandswerte, die Schwankungen innerhalb nur weniger Milliontel zeigten (vgl. Zahlentafel II). Die Temperaturkoeffizienten sind außerordentlich klein und betragen etwa 1 Milliontel; die Abweichungen der *WT*-Kurve von der Geraden sind bei dieser Legierung besonders

gering (siehe Kurve c in Abb. 7). Man kann also auf Grund dieser Untersuchungen die Silberlegierung NBW 173 mit gutem Erfolg zur Herstellung von Normalwiderständen verwenden.

Zusammenfassend läßt sich somit folgendes sagen:

Die Untersuchung der elektrischen und mechanischen Eigenschaften der drei Silber-Mangan-Zinn-Legierungen, NBW 108, NBW 139 und *NBW* 173, die in jüngster Zeit als Widerstandswerkstoffe für technische Widerstände verwendet werden, hat ergeben, daß diese in kaltverformtem Zustande relativ große negative Widerstandstemperaturkoeffizienten besitzen. Die Messungen des elektrischen Widerstandes lassen eine starke Abhängigkeit von der thermischen Behandlung erkennen. Für alle drei Legierungen hat die Kurve des Temperaturkoeffizienten (in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur) ein ausgeprägtes Maximum, das – ebenso wie beim Manganin – durch die beiden bei der Alterung ablaufenden Vorgänge, die mechanische Erholung und die chemische Homogenisierung, hervorgerufen wird.

Für die Legierung NBW 108 wird durch Alterung sowohl bei 175° als auch bei 400° C, für die Legierung NBW 139 bei 195° und für die Legierung NBW 173 bei 270° und 400° der Temperaturkoeffizient Null erzielt, wobei die tiefere Alterungstemperatur sich als die günstigere erwiesen hat.

Der spezifische Widerstand der drei Legierungen ist durchweg größer als der des Manganins, ihre Thermokraft gegen Kupfer sehr gering.

Auf Grund dieses elektrischen Verhaltens, das als unbedingte Voraussetzung für die Verwendung zu Präzisions- bzw. Normalwiderständen gilt, wurden aus 0,6 mm starkem Draht 1-Ω- und 10-Ω-Normalwiderstände hergestellt. Sie waren in der Weise thermisch behandelt, daß ihre Temperaturkoeffizienten nahezu den Wert Null angenommen hatten. In allen Fällen konnte kurze Zeit nach der Fertigstellung der Widerstände zeitliche Konstanz der Widerstandswerte (innerhalb weniger Milliontel) beobachtet werden.

Unter Berücksichtigung der mechanischen Eigenschaften muß von den Silberlegierungen die NBW 108 als der Widerstandswerkstoff angesprochen werden, der für die Verwendung zu Normalwiderständen der beste ist. An zweiter Stelle steht in dieser Beziehung die Legierung NBW 173. Dagegen dürfte die Legierung NBW 139 wegen ihrer großen Härte und Sprödigkeit nicht für die Herstellung von Normalwiderständen geeignet sein, wenn auch ihr elektrisches Verhalten durchaus gute Vorbedingungen hierfür ergeben hat.

Die Verwendung von Silberlegierungen zu Normalwiderständen bedeutet gegenüber dem Manganin einen wesentlichen Fortschritt, da sich durch geeignete thermische Behandlung erheblich kleinere Temperaturkoeffizienten erzielen lassen. Außerdem haben die Widerstandstemperaturkurven der Silberlegierungen in der Umgebung der Raumtemperatur einen sehr viel flacheren Verlauf als die des Manganins (vgl. Abb. 7, Kurve d).

Für die in dem großen Temperaturbereich zwischen −200° und etwa +200° aufgenommenen Widerstandstemperaturkurven ist, in ähnlicher Weise wie bei den Kupfer-Mangan-Legierungen, die für manganhaltige Mischkristalle charakteristische S-Form gefunden worden.

Bei diesen Untersuchungen leistete der technische Angestellte Maaß durch verständnisvolle Mitarbeit, für die ihm auch an dieser Stelle bestens gedankt sei, wertvolle Hilfe.

Berlin-Charlottenburg, im November 1940.

(Eingegangen 4. Dezember 1940)

Das Zählrohr als Meßinstrument

Von W. Kolhörster und E. Weber

(Mitteilung aus dem Institut für Höhenstrahlenforschung der Universität Berlin, Berlin-Dahlem

Vielfach findet man in der Literatur Angaben über Messungen mit Zählrohren ohne näheren Hinweis darauf, wie diese Messungen zustande gekommen sind; manchmal vermißt man sogar Angaben, die zur Beurteilung der Ergebnisse so wesentlich sind, wie über das Auflösungsvermögen der gesamten Anordnung bzw. ihrer einzelnen Teile. Es soll daher im folgenden nach den Erfahrungen unseres Instituts über die Ausführung solcher Messungen besonders an Höhenstrahlen kurz berichtet werden.

Zu einer Zählrohrmeßanordnung gehören außer den Zählrohren Verstärker und Registriergeräte. In erster Linie ist das Auflösungsvermögen der Zählrohre von Bedeutung. Es muß natürlich mindestens die auftretende Strahlenhäufigkeit anzeigen können. Außerdem ist die statistische Verteilung der Strahlung zu berücksichtigen, die selbst bei geringer Strahlenhäufigkeit noch sehr schnelle Stoßfolgen nicht ausschließt. Man geht daher selbst bei geringen Strahlungsstärken wie bei Höhenstrahlen von den schlecht auflösenden Luftzählrohren mehr

und mehr zu dampfgefüllten Zählrohren, wie sie zuerst von Trost[1]) angewandt wurden, oder zum Betrieb nach dem Neher-Harper-Prinzip[2]) über. Luftzählrohre haben im allgemeinen nur ein Auflösungsvermögen von etwa 10^{-2} sec, weil der Zähleffekt bei ihnen nur mit genügend hohem Ableitewiderstand von über $10^9\,\Omega$ einwandfrei verläuft. Dampfgefüllte Zählrohre können dagegen mit viel kleineren Ableitewiderständen von beispielsweise $10^6\,\Omega$ oder noch niedriger betrieben werden. Hierdurch läßt sich das Auflösungsvermögen entsprechend den geringeren Ableitewiderständen bis auf etwa 10^{-6} sec steigern. Ableitewiderstände unter 1 MΩ haben sich jedoch für die Lebensdauer von Alkohol- bzw. Ätherzählrohren, die den Alkoholzählrohren in bezug auf Auflösungsvermögen noch überlegen sind, im Dauefbetrieb nicht bewährt. Wie weit dies auf Zählrohre anderer als unserer Bauart zutrifft, ist damit nicht ausgemacht. Bisher wurde nur ein handelsübliches Zählrohr nach Zeiller-Preßler (Alkoholrohr) untersucht, das, wie auch im Prospekt angegeben, zum Dauerbetrieb 100 MΩ zum mindesten benötigte.

Ähnliche Ergebnisse erzielt man bei der Neher-Harper-Schaltung, weil bei dieser die ungünstig hohen Ableitewiderstände vermieden werden. Das Prinzip dieser von Neher-Harper[2]) zuerst angegebenen, von verschiedenen Forschern[3]) verbesserten Anordnungen besteht darin, daß entweder parallel zum Zählrohr ein gesperrtes Elektronenrohr liegt, welches durch eine Zählrohrentladung geöffnet wird. Der hierbei einsetzende Anodenstrom senkt die am Zählrohr liegende Betriebsspannung unter die Anfangsspannung, so daß der Stromübergang im Zählrohr sehr schnell unterdrückt wird (siehe Fig. 1). Oder umgekehrt das Elektronenrohr ist

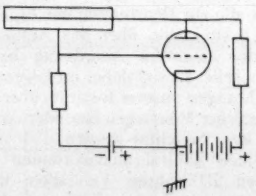

Fig. 1. Verstärker nach Neher-Harper.

leitend und wird durch den Zählstoß gesperrt (siehe Fig. 2). Die zum Betrieb solcher Schaltungen anwendbaren Verstärkerröhren müssen genügende Isolation der Anode gegen Kathode und Sockel aufweisen. Geeignet sind nach Neher-Harper die amerikanischen Rohrtypen '57, '32, '77, '6C6, nach F. Goos und O. Ehmann[4]) die deutschen Rohre RENS 1284

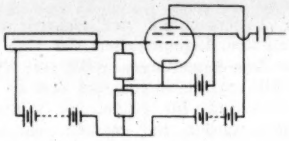

Fig. 2. Verstärker nach Neher-Pickering.

bzw. H 4128 D. In ähnlicher Weise kann man nach bisher unveröffentlichten Untersuchungen von Wolter den Entladungsvorgang im Zählrohr dadurch zum Abreißen bringen, daß das Gitter eines mit dem Zählrohr in Serie liegenden Elektronenrohres durch den Zählrohrimpuls negativ aufgeladen wird (Fig. 3). Infolgedessen wird das Elektronenrohr gesperrt, und der Stromkreis Hochspannung-Elektronenrohr-Zählrohr unterbrochen. Für Spitzenzähler wurde eine ähnliche Schaltung bereits von Steenbeck[5]) verwendet.

Ergänzend sei noch darauf hingewiesen, daß Zählrohrangaben von der Richtung der einfallenden Strahlen zur Zählrohrachse abhängen, und die in der Zählrohrtheorie von Tuwim[6]) und Janossy[7]) eingehend behandelten α- und ω-Effekte aufweisen.

Zur Messung von Einzelstößen ist die gebräuchlichste Versuchsanordnung die, daß man von den Zählrohrimpulsen eine steile Pentode ansteuern läßt, deren Stromstöße nach weiterer Verstärkung mechanische Zählwerke betreiben. Auch für die Verstärker ist ein mindestens ebenso hohes Auflösungsvermögen wie für die Zählrohre erforderlich, um wirklich alle Stöße

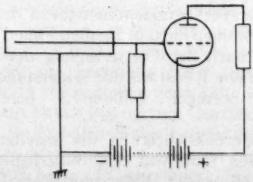

Fig. 3. Verstärker nach Wolter.

1) A. Trost, Zeitschr. f. Phys. **105**, 399, 1937.
2) H. V. Neher und W. W. Harper, Phys. Rev. **49**, 940, 1936.
3) Literatur bei T. H. Johnson, Rev. Sci. Instr. **9**, 219, 1938.
4) F. Goos und O. Ehmann, Physik. Zeitschr. **41**, 107, 1940.
5) M. Steenbeck, Zeitschr. f. Phys. **71**, 423, 1931.
6) L. Tuwim, Berliner Ber. Nr. 4/5, **19**, 33, 1931.
7) L. Janossy, Zeitschr. f. Phys. **99**, 360; **104**, 68, 1936.

zu erfassen. Bei dem verhältnismäßig einfachen Aufbau eines solchen Einzelstoßverstärkers (Fig. 4) kommt es zunächst nur darauf an, die Gitterkreiszeitkonstante der Pentode möglichst klein zu halten. Auf das Auflösungsvermögen der Verstärker wird später bei der Erörterung von Koinzidenzmessungen noch näher eingegangen.

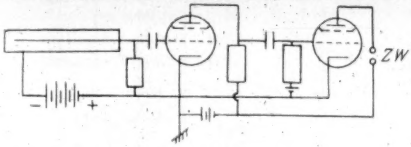

Fig. 4. Einzelstoßverstärker.

Als Zählwerke sind bisher immer nur Relais verwendet worden, die entweder ein Rollen- oder Zeigerzählwerk in Betrieb setzen oder nur die Schritte eines solchen auslösen, das von einem besonderen Antriebswerk betrieben wird. Ohne besondere Vorkehrungen kann man die üblichen Telephongesprächszähler oder sonstige ähnlich gebaute Einrichtungen als Zählwerke benutzen. Sie haben indessen den Nachteil, daß ihr Auflösungsvermögen nur in der Größenordnung von Zehntel Sekunden liegt. Braucht der Anker des Relais den Vorschub des Zählwerks nicht selbst zu vollziehen, sondern nur den Vorschub auszulösen, so wird das Auflösungsvermögen eines solchen Zählwerks um etwa eine Zehnerpotenz verbessert, so daß man mit 10^{-2} sec bei „getriebenen" Zählwerken rechnen kann. Die einige Zeit lang von der AEG. gelieferten, sehr robusten Zählwerke haben sich ausgezeichnet bewährt. Alle zehn Stück arbeiten noch ebenso zuverlässig und ohne irgendwelche Erneuerung im Dauerbetrieb wie von Anfang an, einige unter ihnen haben dabei schon über 60 Millionen Stöße gezählt. Das Auflösungsvermögen der Zählwerke zu erhöhen gelingt besonders, wenn man die zu bewegenden Massen möglichst um die Achsen zusammendrängt, so daß die Trägheitsmomente der bewegten Teile klein bleiben, wie es z. B. Flammersfeld[8]) getan hat, der so zu dem gesteigerten Auflösungsvermögen von 10^{-3} sec gelangte. Jedoch müssen dann die Zählwerke schon außerordentlich zart gebaut sein. Da aber stärkere Belastungen bei Zählwerken infolge der ruckweisen Bremsung und des ruckweisen Antriebes in der Natur ihres Arbeitens liegen, kommen für Dauerbetrieb eben nur sehr kräftig gebaute Werke in Betracht, die plötzlichen Stößen und scharfem Bremsen genügend widerstehen können. Diese aber brauchen verhältnismäßig hohe Energien, um zum Ansprechen gebracht zu werden. Doch ist wegen des erforderlichen hohen Auflösungsvermögens des Verstärkers und des damit verbundenen kurzzeitigen Verlaufes der Impulse bis zu 10^{-6} sec die für das Zählwerk verfügbare Energie im allgemeinen nicht ausreichend, zumal durch das verwendete Verstärkerrohr die Stromstärke immer nach oben hin begrenzt ist. Man muß also, um größere Leistungen zu erzielen, die Zeit verlängern, d. h. den Impuls, den der Verstärker liefert, zeitlich so lang machen, daß nunmehr die Energie zumindest zum Betriebe des Zählwerks ausreicht. Am einfachsten ist dies mit Thyratronen erreichbar, die man nach Jaeger und Kluge[9]) mit einer vorgegebenen Kippfrequenz arbeiten läßt, wie Fig. 5 zeigt. Durch die Kippzeit des Thyratrons wird das Auflösungsvermögen des Zählwerkskreises zwar eingeengt, aber genau festgelegt; Anodenwiderstand R und Kippkapazität C des Thyratrons bestimmen eine Kippfrequenz von

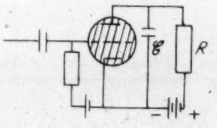

Fig. 5. Kippkreis nach Jaeger und Kluge.

$$\nu = \frac{1}{R \cdot C \cdot \ln \frac{U_A}{U_A - U_Z}}$$

wobei U_A und U_Z die Anoden- bzw. Zündspannung des Thyratrons sind. Eine weitere sehr zuverlässig arbeitende Schaltung ist die Doppelthyratronendstufe nach Mouzon[10]), die in Fig. 6 wiedergegeben ist. Bei beiden Schaltungen richtet sich die zu wählende Abkippzeit nach dem verwendeten Zählwerk, welches ansprechen soll.

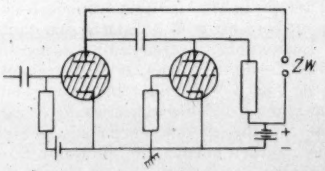

Fig. 6. Doppelthyratronstufe nach Mouzon.

Für niedrige Frequenzen sollten die hier beschriebenen Anordnungen ausreichend sein. In-

8) A. Flammersfeld, Naturwiss. **24**, 522, 1936.

9) R. Jaeger und J. Kluge, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **52**, 229, 1932.

10) J. C. Mouzon, Rev. Sci. Instr. **7**, 467, 1937.

Tabelle I

Registrierte Zahl N pro Minute	Trennzeit in Sekunden							
	0,001	0,002	0,01	0,015	0,02	0,03	0,04	0,05
50	0,04	0,08	0,4	0,7	0,9	1,3	1,7	2,2
100	0,17	0,34	1,7	2,6	3,5	5,4	7,4	9,6
150	0,37	0,74	3,9	6,0	8,2	13	18	23
200	0,67	1,35	7,1	11	15	24	34	45
250	1,04	2,1	11,1	17	24	39	57	79
300	1,50	3,0	16	25	36	59	89	149
350	2,04	4,1	22	35	50	85	133	208
400	2,7	5,4	30	48	67	119	195	
450	3,4	6,8	38	62	88	161	285	
500	4,2	8,4	48	78	114	215	430	
550	5,0	10,1	59	96	143	284		
600	6,0	12,0	71	118	178	380		
650	7,1	14,1	85	143	218	516		
700	8,2	16,4	100	170	266			
750	9,4	18,8	117	202	322			
800	10,7	21,4	135	238	389			

Korrektur gemessener Stoßzahlen nach Volz.

dessen ist die Frequenz der Strahlen infolge statistischer Verteilung sehr großen Schwankungen ausgesetzt, d. h. der Zeitabstand zwischen den einzelnen Impulsen ist nicht konstant, sondern wechselt in sehr großem Ausmaße, so daß trotz niedriger Stoßzahl verhältnismäßig sehr rasche Stoßfolgen auftreten können. Um derartige schnell aufeinanderfolgende Stöße auch noch zu zählen, korrigiert man nach dem Vorgehen von Volz[11]) die gemessenen Stoßzahlen mit dem bekannten Auflösungsvermögen der Zählstufe. Bei hohen Stoßzahlen treten diese Schwierigkeiten natürlich in vergrößertem Maße auf, so daß der Verlängerung der Abkippzeit der Endstufe sehr bald Grenzen nach oben gesetzt sind. Man sieht also, daß wegen der statistischen Verteilung kein prinzipieller Unterschied zwischen einer kleinen und großen Stoßhäufigkeit besteht, so daß man selbst bei kleiner Stoßzahl auf ein hohes Auflösungsvermögen ebensosehr wie bei einer großen bedacht sein muß. Daß die Korrektionen wegen ausgelassener Stöße nicht unbeträchtlich sind, zeigt die beistehende Tabelle I nach Volz. Sie gibt für verschiedene Trennzeiten des Zählwerkkreises die Anzahl der Stöße an, die zu einer gemessenen Stoßzahl addiert werden müssen, um die wahre Stoßzahl zu erhalten.

Ist es wegen des begrenzten Auflösungsvermögens des Zählwerks nicht möglich, höhere Frequenzen als etwa 10^2 mit mechanischen Zählwerken auf die Dauer zu zählen, so bleibt, um den beiden gegensätzlichen Forderungen — hohes Auflösungsvermögen im Verstärker und Impulsverlängerung in der Zählstufe — zu genügen, nur die elektrische Untersetzung der Stoßzahlen. Untersetzer nach dem Akkumulationsprinzip z. B. nach Weiß[12]) oder Teichmann[13]) eignen sich besonders für hohe Stoßhäufigkeiten, weil dann die bei ihnen möglichen Isolationsschwierigkeiten nicht besonders ins Gewicht fallen. Die einzelnen Impulse laden allmählich einen Kondensator auf (C in Fig. 7), der nach Erreichen

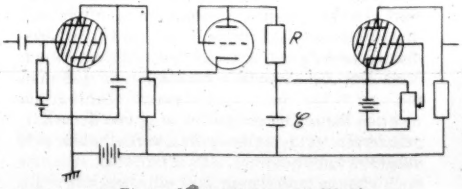

Fig. 7. Untersetzer nach Weiß

eines bestimmten Aufladepotentials ein Thyratron zur Zündung bringt, welches das Zählwerk betätigt. Dieser Untersetzer kommt besonders für hohe Untersetzungsverhältnisse, z. B. 1:100, in Frage. Denn sein Hauptvorzug gegenüber den später erwähnten Untersetzern ist, daß das Untersetzungsverhältnis sehr einfach durch Veränderung der Schaltelemente, z. B. des Widerstandes R in Fig. 7, geändert werden kann. Demgegenüber erfordert bei einer zweiten Gruppe von Untersetzern die Erhöhung der Untersetzung eine beträchtliche Vermehrung der Schaltelemente; diese Untersetzer bestehen nämlich prinzipiell aus je einer Anzahl von Rohren, bei denen immer der zweite Stoß unterdrückt wird, so daß z. B. bei einer 2fach-Stufe

11) H. Volz, Zeitschr. f. Phys. **93**, 539, 1935.

12) P. Weiß, Physik. Zeitschr. **40**, 34, 1939.

13) H. Teichmann, Physik. Zeitschr. **35**, 299, 1934.

eine Untersetzung 1 : 2, bei zwei Stufen 1 : 2^2, bei n Stufen eine Untersetzung 1 : 2^n möglich ist.

Das Untersetzen bietet zweierlei Vorteile:

1. daß die Stoßzahl je nach Anzahl der Stufen durch eine um eine Zweierpotenz verminderte Anzahl von Stößen zu messen ist,
2. daß durch die Herabsetzung der Stöße die Stoßfolge immer gleichmäßiger, immer weniger statistisch verteilt auftritt.

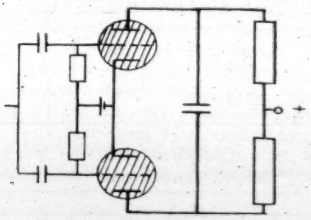

Fig. 8. Untersetzer nach Wynn-Williams.

Bei Verwendung von solchen Untersetzern muß natürlich wiederum das Auflösungsvermögen der Untersetzer selbst berücksichtigt werden; denn bei ungenügendem Auflösungsvermögen des Untersetzers verfehlt dieser seinen Zweck. Als zuverlässig arbeitende und auch für kleinere Stoßhäufigkeit in Frage kommende Untersetzer seien erwähnt die mit Thyratronen nach Wynn-Williams[14]) (Fig. 8) und die mit Elektronenröhren nach Stevenson und Getting[15]) bzw. in vereinfachter Ausführung nach Forsman[16]) (Fig. 9). Das Auflösungsvermögen

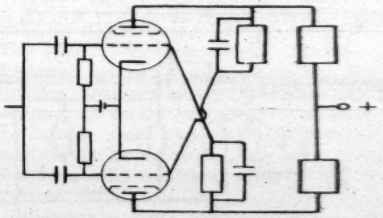

Fig. 9. Untersetzer nach Forsman.

des ersteren ist infolge der für die Thyratronkreise nötigen hohen Kopplungskapazitäten, die sich bei Hintereinanderschaltung von Stufe zu Stufe noch vergrößern, schlecht und beträgt höchstens 10^{-3} sec. Stevenson und Getting benutzen zur besseren Auflösung Elektronen-, also Hochvakuumrohre, verwenden aber für jede Stufe 4 Rohre, so daß bereits bei 8facher Untersetzung 12 Rohre erforderlich werden. Der

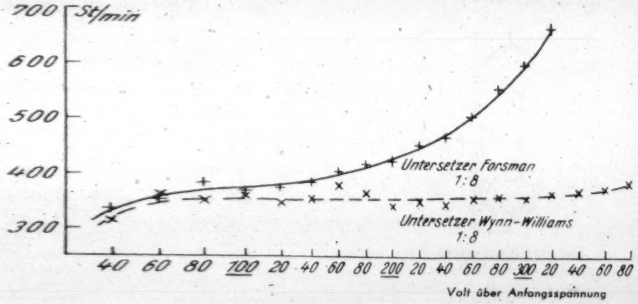

Fig. 10. Kennlinien desselben Zählrohres mit verschiedenen Untersetzern.

Untersetzer nach Forsman arbeitet dagegen mit nur 2 Rohren je Stufe und besonders kleinen Gitterkreiszeitkonstanten sowie kurzzeitigen Kopplungskreisen, so daß ein Auflösungsvermögen von etwa $2 \cdot 10^{-5}$ sec erreicht wird. Hierdurch ist der Forsman-Untersetzer dem Thyratronuntersetzer weit überlegen. Nimmt man zum Vergleich beider Untersetzer die Charakteristik eines und desselben Zählrohres auf, so kann man je nach Güte des Zählrohres zwei mehr oder weniger voneinander verschiedene Kurven bekommen, wie Fig. 10 zeigt. Im Gegensatz zum Forsman-Untersetzer trennt nämlich der Wynn-Williams-Untersetzer schon die Nachentladungen eines Zählrohres nicht mehr von den Hauptstößen, er ergibt also ein falsches Bild eines solchen Zählrohres. Deshalb sind z. B. Angaben über den Konstanzbereich eines Zählrohres ohne Wert, wenn nicht ersichtlich ist, wie diese Angaben gewonnen wurden. Außerdem hängt die Form der Zählrohrcharakteristik und damit auch der Konstanzbereich sehr wesentlich vom benutzten Zählrohrableitewiderstande ab, kann man doch bei Vergrößerung des Ableitewiderstandes ganz außerordentlich weite Konstanzbereiche, allerdings mit schneller Verschlechterung des Auflösungsvermögens der Zählrohre erzielen.

Bei der Messung koinzidierender Strahlen, also in der Hauptsache von Höhenstrahlen, da radioaktive Strahlen nur bei besonders dünnwandigen Zählrohren Koinzidenzen hervorrufen, gelten auch hierfür alle bisherigen Überlegungen, nur daß große Stoßhäufigkeiten bei der geringen

14) Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. (A) **136**, 312, 1932.
15) E. C. Stevenson und I. A. Getting, Rev. Sci. Instr. **8**, 414, 1937.
16) K. E. Forsman, Physik. Zeitschr. **39**, 410, 1938.

Höhenstrahlenstärke am Boden oder darunter unberücksichtigt bleiben können. Als einziger neuer Gesichtspunkt von Bedeutung ist das Auflösungsvermögen der Koinzidenzmischstufe des Verstärkers zu erörtern. Diese Koinzidenzmischung hat die Aufgabe, nur die innerhalb des Auflösungsvermögens gleichzeitigen Entladungen in den koinzidierenden Rohren an die Zählstufe des Verstärkers weiterzugeben. Alle von anderen Entladungen herrührenden Impulse sollen in ihr unterdrückt werden. Die Koinzidenzmischung wird vorteilhaft an die Stelle des Verstärkers gelegt, an der die Impulse möglichst kurzzeitig sind.

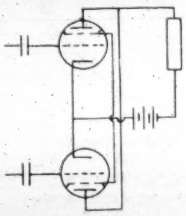

Fig. 11. Koinzidenzmischung nach Rossi.

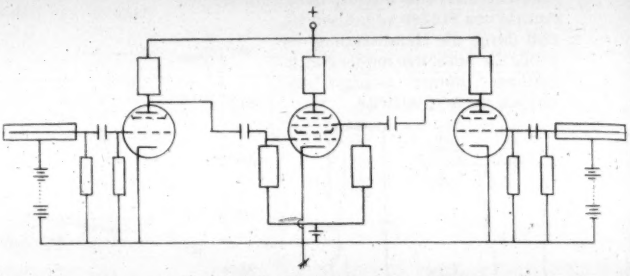

Fig. 12. Hexodenmischung.

Die beiden wichtigsten Mischungsmethoden sind die nach Rossi[17]), bei der die Mischröhren auf einen gemeinsamen Anodenwiderstand arbeiten (Fig. 11), und diejenige mit einer Hexode[18]) (Fig. 12), ähnlich der ersten Koinzidenzmischung von Bothe[19]) mit Doppelgitterrohr. Die Mischung nach Rossi hat gegenüber der Hexodenmischung den Vorteil der einfacheren Ausführung voraus. Dieser Umstand ist besonders bei Vielfachkoinzidenzverstärkern sehr wichtig, da die Rossi-Mischung die Parallelschaltung von nahezu beliebig vielen Elektronenrohren auf den gemeinsamen Anodenwiderstand gestattet. Sie wird deshalb bei den im Dahlemer Institut benutzten Koinzidenzverstärkern[20]) allgemein verwendet. Bei diesen Verstärkern wird den Zählrohrimpulsen – nach Verstärkung durch eine Pentode – mit Hilfe eines Thyratrons in Kippschaltung eine genau definierte Form gegeben. Hierzu sind Thyratrone der AEG. Type S 1/0,2/II A mit Heliumfüllung besonders geeignet, weil sie Kippfrequenzen bis zu 200000 Hz zulassen. Ein außerordentlich hohes Auflösungsvermögen des Verstärkers wird gerade hierdurch erzielt. An der gemeinsamen Anode der Mischstufe verhalten sich die Amplituden von Einzelstößen und Koinzidenzen bei Benutzung von Pentoden etwa wie 1 : 100.

Bei der Hexodenmischung kann die Mischung durch Veränderung der Gitterpotentiale der beiden Hexodengitter in weitem Umfange beeinflußt werden, ein Nachteil gegenüber der fast automatisch richtig arbeitenden Rossi-Mischung. Ohne Verwendung der obenerwähnten Thyratrone zur Umformung der Zählrohrimpulse kann auf die Dauer eine zuverlässige Mischung wegen der selbst bei guten Zählrohren mit der Zeit im Betrieb eintretenden Verschiedenheit der Impulse um 10–20 Proz. nicht erzielt werden. Zu beachten ist auch die durch Altern der Verstärkerröhren hervorgerufene mögliche Änderung der Anodenströme bzw. Amplituden im Verstärker. In der Wirkung ähnlich dem Thyratron arbeitet der Stoßgrößenregler von Barnothy[21]) (Fig. 13), der durch eine Art Rückkopplung auf das Gitter des Verstärkereingangsrohres dessen vollkommene Sperrung erreicht. Unabhängig von der Größe der Zählrohrstöße soll hierdurch die zur einwandfreien Koinzidenzmischung erforderliche Konstanz der Impulse erzielt werden. Diese Gleichmäßigkeit der Impulse gewährleistet wiederum einen konstanten Wert des Auflösungsvermögens der Koinzidenzmischung.

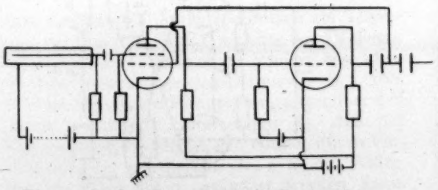

Fig. 13. Stoßgrößenregler nach Barnothy.

17) B. Rossi, Rend. Lincei **11**, 478, 1930.
18) Nach bisher unveröffentlichten Untersuchungen von W. Vetter an unserem Institut.
19) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **59**, 1, 1929.
20) E. Weber, Physik. Zeitschr. **41**, 242, 1940.
21) J. Barnothy, Naturwiss. **21**, 825, 1933.

Um eine zu messende Koinzidenzzahl frei von zufälligen Koinzidenzen zu halten, wird das Auflösungsvermögen τ der Koinzidenzmischung so weit als irgend möglich gesteigert. Tabelle II zeigt, daß schon bei Zeitkonstanten von $\tau \sim 10^{-5}$ sec zufällige Koinzidenzen unberücksichtigt bleiben dürfen. Jedoch kommt es immer auf die Versuchsbedingungen an, wie weit das Auflösungsvermögen gesteigert werden muß.

Tabelle II

Anzahl der Zufallskoinzidenzen K_z/h für verschiedenes Auflösungsvermögen τ der Koinzidenzmischung bei Verwendung von Zählrohren mit 90 cm wirksamer Drahtlänge und 5 cm Durchmesser, deren Stoßzahl 900 St./min beträgt. Verhältnis von Zufallskoinzidenzen K_z und systematischen Koinzidenzen K_s bei Messung der Vertikalintensität mit verschiedenem Zählrohrabstand und 10 cm Bleifilterung

90 cm Rohre $N_1 = N_2 = 15/'' = 900/' = 54000/h$		G-Abstand 13200/h	$3\,G$-Abstand 4200/h	$3\,G$-Abstand 10 cm Pb 3400/h
τ	K_z/h	K_z/K_s %	K_z/K_s %	K_z/K_s %
10^{-2}	16200	123	386	476
10^{-3}	1620	12,3	38,6	47,6
10^{-4}	162	1,23	3,86	4,76
10^{-5}	16,2	0,12	0,39	0,48
10^{-6}	1,62	0,01	0,04	0,05
10^{-7}	0,16	0,00	0,00	0,00

Bei 10^{-7} sec wird allerdings eine Grenze infolge des Zählvorganges in den Zählrohren selbst erreicht. In dieser Größenordnung liegt die Aufbauzeit der Entladung im Zählrohr[20]). Diese Grenze ist nur zu überschreiten, wenn der Zählvorgang im Rohr selbst weiter verkürzt werden kann. Es müssen dazu neue Wege beschritten werden, etwa durch Verwendung von Hochvakuumzählrohren, deren Entwicklung in unserem Institut des Krieges wegen über die Anfänge allerdings noch nicht hinausgekommen ist.

Zur Ermittlung des Auflösungsvermögens einer Zählrohrverstärkeranordnung sei noch bemerkt, daß die im allgemeinen übliche Art der Bestimmung mit Hilfe von Zufallskoinzidenzen bei einem Zählrohrabstand von einigen Metern nicht einwandfrei ist. Hierbei treten nämlich, wie im hiesigen Institut nachgewiesen[22]), durch die „gekoppelten Höhenstrahlen" zusätzliche Koinzidenzen auf, die die richtige Bestimmung des Auflösungsvermögens verhindern. Es muß dann mindestens ein Zählrohr mit 15 cm Pb gegen diese gekoppelten Höhenstrahlen abgeschirmt oder das Auflösungsvermögen durch Erhöhung der Stoßzahlen mittels zusätzlicher Bes' ahlung ermittelt werden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß es heute durchaus und auf die Dauer von Jahren bereits möglich ist, mit den hier beschriebenen Zählrohranordnungen Dauerregistrierungen der Höhenstrahlen mit einer sehr hohen Zuverlässigkeit, Reproduzierbarkeit und Konstanz auszuführen, die den mit sehr guten Hochdruckionisationsapparaten gewonnenen Ergebnissen in keiner Weise nachstehen, sondern diese besonders durch die Verwendung richtungsempfindlicher Zählrohre und die Koinzidenzmethode noch wesentlich übertreffen.

Eine große Anzahl der zu den Untersuchungen benutzten Apparaturen verdanken wir der Deutschen Forschungsgemeinschaft als Leihgabe für den einen von uns.

Berlin-Dahlem, im November 1940.

(Eingegangen 4. Dezember 1940)

22) W. Kolhörster, J. Matthes und E. Weber, Naturwiss. **26**, 576, 1938.

Ist die Diracsche Theorie des Positrons lorentzinvariant?

Von H. Hönl

§ 1. Problemstellung

Die Diracsche Theorie des Elektrons und Positrons ist bekanntlich aus dem Bestreben erwachsen, die Forderungen der Quantentheorie und der speziellen Relativitätstheorie miteinander zu vereinigen. Nichts könnte daher selbstverständlicher scheinen, als daß diese Theorie mit dem Relativitätspostulat in Einklang ist, zumal da Dirac den Beweis der Lorentz-Invarianz seiner Wellengleichung ausdrücklich erbracht hat[1]). Und doch zeigt es sich, worauf hier aufmerksam gemacht werden soll, daß bei der speziellen Ausgestaltung der Theorie als „Lochtheorie" des Positrons eine Voraussetzung eingeführt werden muß, deren Vereinbarkeit mit dem Relativitätspostulat zum mindesten sehr in Zweifel gezogen werden kann.

Diese spezielle Voraussetzung betrifft die Verteilung der Elektronen negativer Energie (Vakuumelektronen) im Impulsraum. Um in der Theorie des Positrons zu finiten Ausdrücken zu gelangen, ist es notwendig, die Zahl der einem Elementarbereich des Impulsraumes angehörenden Elektronen abzählen zu können, und das gegebene Mittel, zu einer derartigen Abzählung zu gelangen, besteht darin, die Eigenschwin-

1) Siehe z. B. P. A. M. Dirac, Die Prinzipien der Quantenmechanik, Kapitel XIII. 1. Auflage. S. Hirzel, 1930.

gungen eines abgegrenzten (endlichen) Kastenvolumens zu bestimmen und die Elektronen gemäß dem Paulischen Ausschließungsprinzip auf die Eigenschwingungen zu verteilen. Sei etwa das Volumen V als Kubus von der Kantenlänge a gegeben, so kann eine jede derartige Eigenschwingung durch Überlagerung von acht ebenen Wellen mit Ausbreitungsvektoren $\vec{k}$ dargestellt werden, deren Komponenten durch eine Kombination der Größen

$$k_1 = \pm n_1 \frac{\pi}{a}, \quad k_2 = \pm n_2 \frac{\pi}{a}, \quad k_3 = \pm n_3 \frac{\pi}{a} \qquad (1)$$

dargestellt werden, worin n_1, n_2, n_3 positive ganze Zahlen sind. Nach der de Broglieschen Zuordnung von Impuls und Wellenzahl $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ entspricht (1) einer Festlegung der Impulskomponenten gemäß

$$p_1 = \pm n_1 \frac{\pi \hbar}{a}, \quad p_2 = \pm n_2 \frac{\pi \hbar}{a}, \quad p_3 = \pm n_3 \frac{\pi \hbar}{a}. \qquad (1')$$

Ordnet man daher im Sinne der Diracschen Positronentheorie jedem durch (1) bzw. (1') gekennzeichneten Gitterpunkte des Wellenzahl- bzw. Impulsraumes je zwei Elektronen negativer Energie mit entgegengesetzter Spinrichtung zu, so wird die Zahl der Vakuumelektronen dN im Impulsbereich $dp_1\, dp_2\, dp_3$:

$$dN = \frac{2V}{h^3}\, dp_1\, dp_2\, dp_3 \qquad (2)$$

($h = 2\pi\hbar$) und die Zahl der Elektronen dN' im Impulsintervall mit den Grenzen p und $p + dp$:

$$dN' = N(p)\, dp = \frac{2V}{h^3} \cdot 4\pi p^2 dp. \qquad (2')$$

Ohne ein derartiges Verteilungsgesetz würde die Positronentheorie physikalisch nicht determiniert sein.

Die Schwierigkeit, die sich bei dieser Methode der Abzählung erhebt, besteht nun darin, daß mit der Zurückführung der Verteilungsfunktion der Elektronen auf ein „Randwertproblem" durch die Bezugnahme auf ein vorgegebenes Kastenvolumen zugleich ein bestimmtes raumzeitliches Koordinatensystem als „absolutes" ausgezeichnet wird – nämlich dasjenige, in bezug auf welches der Kasten ruht. Zwar bedeutet der Übergang von den stehenden Eigenschwingungen zu ebenen fortschreitenden de Broglie-Wellen bereits eine Emanzipation der Wellenausbreitung gegenüber den speziellen Bedingungen des „Randes" (Oberfläche des Volumens); trotzdem ist der Ursprung des Verteilungsgesetzes (2) bzw. (2') in dem ursprünglichen Randwertproblem unverkennbar. Dies wird besonders dann offensichtlich zum Ausdruck kommen, wenn wir im folgenden explizite nachweisen, daß das Verteilungsgesetz (2), (2') gegenüber Lorentz-Transformationen nicht invariant ist[2]).

Bevor wir auf die Diskussion der möglichen Bedeutung dieses Ergebnisses eingehen, wollen wir zunächst zeigen, daß sich eine lorentzinvariante Verteilungsfunktion $N_0(p_1, p_2, p_3)$ angeben läßt, mit welcher wir die aus dem Randwertproblem hervorgehende konstante Dichtefunktion (2) sowie etwaige andere Dichteverteilungen dann vergleichen können.

§ 2. Das lorentzinvariante Verteilungsgesetz

Wir nehmen in diesem Abschnitt an, daß in einem Koordinatensystem $K(x_1, x_2, x_3, t)$ ein bestimmtes Verteilungsgesetz $N(p_1, p_2, p_3)$ für gleichartige Teilchen gegeben sei und fragen nach der Bedingung dafür, daß das Verteilungsgesetz beim Übergang zu einem gegen K gleichförmig translatorisch bewegten System $K'(x_1', x_2', x_3', t')$ unverändert bleibt (Lorentz-Invarianz der Verteilung). Wir behandeln also die Teilchen als voneinander unabhängige Individuen, brauchen jedoch zunächst keinerlei Rücksicht darauf zu nehmen, daß es sich bei der Anwendung auf das im vorstehenden genannte Problem um Elektronen negativer Energie handeln wird. (Bei Teilchen negativer Energie sind Impuls und Geschwindigkeit entgegengesetzt gerichtet, was für das Folgende ohne Bedeutung ist.)

Bei dem allgemeinen (invarianten) Zusammenhang von undulatorischen und korpuskularen Eigenschaften eines Systems können wir uns hierbei zweckmäßig auf den korpuskularen Standpunkt stellen und die erforderliche Transformation auf Grund des relativistischen Additionstheorems für die Geschwindigkeiten vornehmen. Seien

$$\beta_1 = \frac{dx_1}{dt}, \ldots; \quad \beta_1' = \frac{dx_1'}{dt'} \ldots \qquad (3)$$

die auf K bzw. K' bezogenen Geschwindigkeiten (die Lichtgeschwindigkeit c werde gleich 1 gesetzt) und sei K' gegen K in Richtung der positiven x_1-Achse mit der Relativgeschwindigkeit γ bewegt, so ergibt sich aus den Lorentz-Transformationen für die raum-zeitlichen Koordinatendifferentiale

$$dx_1 = \frac{dx_1' + \gamma dt'}{\sqrt{1-\gamma^2}}, \quad dx_2 = dx_2', \quad dx_3 = dx_3',$$

$$dt = \frac{dt' + \gamma dx_1'}{\sqrt{1-\gamma^2}},$$

[2]) Natürlich nützt es auch nichts, zum Limes $V \to \infty$ überzugehen, da in diesem Falle nur die Dichte der Eigenzustände im Impulsraum unbegrenzt wächst, in prinzipieller Hinsicht aber nichts geändert wird.

unmittelbar das zugehörige Transformationsgesetz der Geschwindigkeiten in der Form:

$$\left.\begin{aligned}\beta_1 &= \frac{\beta_1' + \gamma}{1 + \gamma\beta_1'}, \qquad \beta_2 = \frac{\sqrt{1-\gamma^2}\,\beta_2'}{1 + \gamma\beta_1'},\\ \beta_3 &= \frac{\sqrt{1-\gamma^2}\,\beta_3'}{1 + \gamma\beta_1'}\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Sei nun ein bestimmtes Verteilungsgesetz $n(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ in K gegeben, so wird wegen der Erhaltung der Teilchenzahl die transformierte Verteilungsfunktion

$$n'(\beta_1', \beta_2', \beta_3') = n(\beta_1, \beta_2, \beta_3) \cdot \Delta, \quad (5)$$

wenn

$$\Delta = \frac{\partial(\beta_1, \beta_2, \beta_3)}{\partial(\beta_1', \beta_2', \beta_3')} \quad (5a)$$

die Funktionaldeterminante der Transformation (4) ist. Die Ausrechnung von (5a) ergibt nach (4) unmittelbar

$$\Delta = \frac{(1-\gamma^2)^2}{(1+\gamma\beta_1')^4}. \quad (5a')$$

Die Forderung der relativistischen Invarianz der Verteilungsfunktion

$$n' = n \quad (6)$$

führt nunmehr nach (4), (5), (5a') auf die Funktionalgleichung für n:

$$\left.\begin{aligned} n\left(\frac{\beta_1' + \gamma}{1+\gamma\beta_1'}, \frac{\sqrt{1-\gamma^2}\,\beta_2'}{1+\gamma\beta_1'}, \frac{\sqrt{1-\gamma^2}\,\beta_3'}{1+\gamma\beta_1'}\right)\\ \times \frac{(1-\gamma^2)^2}{(1+\gamma\beta_1')^4} = n(\beta_1', \beta_2', \beta_3')\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Betrachten wir vorübergehend γ als kleine Größe und entwickeln wir die linke Seite von (7) nach Potenzen von γ, so erhalten wir nach kurzer Rechnung an Stelle von (7):

$$\left\{n(\beta_1', \beta_2', \beta_3') + \gamma\left[(1-\beta_1'^2)\frac{\partial n}{\partial \beta_1'} - \beta_1'\beta_2'\frac{\partial n}{\partial \beta_2'} - \beta_1'\beta_3'\frac{\partial n}{\partial \beta_3'}\right] + \cdots\right\} \cdot (1 - 4\gamma\beta_1' + \cdots) = n(\beta_1', \beta_2', \beta_3'). \quad (7')$$

Eine notwendige Bedingung für die Lösung n von (7) ist also das Verschwinden des Koeffizienten von γ in (7'). Es ergibt sich somit für n die partielle Differentialgleichung, wobei wir von nun an die Striche an $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ fortlassen:

$$(1-\beta_1^2)\frac{\partial n}{\partial \beta_1} - \beta_1\beta_2\frac{\partial n}{\partial \beta_2} - \beta_1\beta_3\frac{\partial n}{\partial \beta_3} - 4\beta_1 n = 0. \quad (8)$$

Ersetzt man die Translation von K' gegen K in Richtung x_1 durch eine Translation nach x_2 bzw. x_3, so erhält man zwei weitere partielle Differentialgleichungen für n, welche aus Gleichung (8) durch zyklische Vertauschung der Indizes hervorgehen. Da die Verteilungsfunktion n ferner gegen räumliche Drehungen invariant sein muß, so ist n kugelsymmetrisch. Machen wir daher den Ansatz:

$$\left.\begin{aligned} n(\beta_1, \beta_2, \beta_3) = f(\beta), \quad \beta = \sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2 + \beta_3^2};\\ \frac{\partial n}{\partial \beta_1} = \frac{\beta_1}{\beta} f', \ldots.\end{aligned}\right\} \quad (9)$$

so läßt sich (8) (und ebenso die durch Indizesvertauschung hervorgehenden Differentialgleichungen) auf die gewöhnliche Differentialgleichung

$$(1-\beta^2)f' - 4\beta f = 0 \quad (8')$$

zurückführen. Die Integration von (8') ergibt

$$f(\beta) = \frac{C}{(1-\beta^2)^2}. \quad (10)$$

Durch Einsetzen von (10) in (7) bestätigt man nunmehr leicht, daß die Funktionalgleichung (7) durch das Verteilungsgesetz (10) exakt, d. h. für beliebige Werte von γ befriedigt wird. Damit ist die Verteilung im Geschwindigkeitsraum bis auf die normierende Konstante C eindeutig festgelegt.

Nach (9) und (10) wird die Zahl der Elektronen im Geschwindigkeitsintervall mit den Grenzen β und $\beta + d\beta$

$$dn_0 = F(\beta)\,d\beta = 4\pi C \cdot \frac{\beta^2}{(1-\beta^2)^2}\,d\beta. \quad (10')$$

Der Übergang zum Impulsraum vollzieht sich gemäß den Transformationsgleichungen

$$p = \frac{p_0\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad \beta = \frac{p}{\sqrt{p_0^2 + p^2}}, \quad (11)$$

wobei $m_0 c = p_0$ gesetzt wurde (m_0 Ruhmasse der Teilchen), so daß die Zahl der Elektronen im Impulsintervall dp

$$dN_0 = N_0(p)\,dp = 4\pi C' \frac{p^2}{\sqrt{p_0^2 + p^2}}\,dp. \quad (12)$$

Die Verteilung (12) stellt die einzige hinsichtlich Lorentz-Transformationen invariante Impulsverteilung dar.

Vergleicht man die Verteilung (12) mit der aus der Abzählung der Eigenfunktionen des Kastens abgeleiteten Verteilung (2′), so erkennt man, daß die beiden Verteilungen für kleine Impulse ($p \ll p_0$) übereinstimmen, falls man

$$C' = \frac{2\,V p_0}{h^3} \qquad (12a)$$

setzt. Für größere Impulse treten mit Annäherung von p an p_0 jedoch merkliche Abweichungen auf; mit größer werdendem p nimmt $N_0(p)$ nach (12) asymptotisch linear in p zu, nicht quadratisch wie $N(p)$ nach (2′). Die Gesamtzahl der Elektronen in der Volumeneinheit ist auch nach (12) unbegrenzt.

§ 3. Diskussion des Ergebnisses

Der Vergleich der im vorstehenden abgeleiteten lorentzinvarianten Impulsverteilung (12) mit der gewöhnlich angenommenen Verteilung (2′) führt somit zu dem Ergebnis, daß die letztere Verteilung relativistisch nicht invariant ist, falls man an dem individuellen Charakter der diese Verteilung konstituierenden Elektronenzustände negativer Energie festhält. Sieht man also die Verteilung (2) bzw. (2′) für ein bestimmtes Koordinatensystem K als gegeben an, so gilt in bezug auf jedes andere Koordinatensystem K' eine andere Verteilung. Das Koordinatensystem K übernimmt damit gewissermaßen die Rolle eines „absoluten Systems", insofern nur in ihm die Impulsverteilung isotrop ist, die Darstellung der Positronentheorie also in K ihre einfachste Form annimmt. Der Mangel an relativistischer Invarianz würde sich zwar nicht hinsichtlich der Bewegungsgesetze einmal vorhandener Elektronen und Positronen geltend machen (die Diracsche Wellengleichung ist ja lorentzinvariant), wohl aber hinsichtlich der Wahrscheinlichkeitsgesetze für die Erzeugung und Vernichtung (Zerstrahlung) von Elektron-Positron-Paaren[3]). Hieran würde sich übrigens auch dann nichts ändern, wenn man auf die Methode der Abzählung von Eigenschwingungen mit Hilfe „künstlicher" Randbedingungen (Kasten) ganz verzichtet und das Verteilungsgesetz (2′) etwa als Ausfluß der Verteilung der Eigenschwingungen in einem geschlossenen Kugelraum interpretiert[4]). Dann übernimmt der geschlossene Raum von selbst die Rolle des absoluten Systems, der, wie bekannt, in vielfacher Hinsicht Eigenschaften eines absoluten Raumes besitzt.

Sehen wir zunächst von dem Falle ab, daß das allein aus der Forderung relativistischer Invarianz abgeleitete Verteilungsgesetz (12) auf die Vakuumelektronen der Diracschen Theorie anwendbar ist, so bleibt als weitere Möglichkeit nur übrig, daß die Annahme individueller Eigenzustände der Vakuumelektronen zu speziell und daher möglicherweise fallen zu lassen ist. In diesem Falle müßte das Verteilungsgesetz der Vakuumelektronen auf die Elementarbereiche des Impulsraumes auf ein neues, über das Relativitätspostulat hinausgehendes Prinzip zurückgeführt werden. Die Verteilungsfunktion selbst bekäme damit allerdings einen anderen Sinn: Das Gesetz ihrer Transformierbarkeit könnte dann keine nachweisbare Folge der Transformation der Eigenschaften der durch sie zusammengefaßten Individuen sein, sondern müßte sich vielmehr als ein aus prinzipiell neuen physikalischen Erwägungen ableitbares darstellen lassen[5]).

Fassen wir zusammen, so ergibt sich demnach die eigenartige Alternative: Entweder ist den Eigenzuständen der Vakuumelektronen in der Diracschen Theorie Individualität zuzuerkennen; dann ist die Formulierung der Diracschen Theorie — von dem in § 2 behandelten Spezialfall der Impulsverteilung abgesehen — relativistisch nicht invariant. In diesem Falle ist die Frage nach einem „absoluten" Bezugssystem unabweisbar. Oder aber es ist erforderlich, die Individualität der Vakuumelektronen aufzugeben und auf diese Weise die relativistische Invarianz zu retten bzw. durch ein neues Postulat zu erzwingen. — Will man diesen radikalen Folgerungen entgehen, so bleibt dann nur noch die Anerkennung der lorentzinvarianten Impulsverteilung (12) für die Vakuumelektronen übrig.

3) Vgl. H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. (A) **146**, 83, 1934, welche in ihrer wichtigen Arbeit über die Bremsung schneller Teilchen und die Erzeugung positiver Elektronen ausdrücklich das Verteilungsgesetz (2) für die Elektronen negativer Energie zugrunde legen.

4) E. Schrödinger, Comment. Pontif. Acad. **2**, 321, 1938.

5) Ein neuerdings von Born unternommener Versuch, mittels seines „Prinzips der Reziprozität" ein von (2), (2′) abweichendes Impulsverteilungsgesetz zu begründen, dürfte in dieser Richtung liegen; vgl. M. Born, Proc. Roy. Soc. (A) **165**, 291, 1938; **166**, 552, 1938. — Born legt dem Impulsraum (in Analogie zum Koordinatenraum der allgemeinen Relativitätstheorie) eine Metrik zugrunde und betrachtet speziell die gleichförmige Impulsverteilung in einem geschlossenen Impulsraum konstanter Krümmung. Die Gesamtzahl der Elektronenzustände ist daher endlich. Da der Krümmungsradius b von der Größenordnung $137\,p_0$ ($p_0 = m_0 c$) angenommen wird, so machen sich Abweichungen vom Verteilungsgesetz (2) bei Born im Gegensatz zu (12) erst bei Impulsen $p \gg p_0$ bemerkbar.

Es soll hier kein Versuch unternommen werden, zwischen diesen Möglichkeiten zu entscheiden. Zweck dieser Mitteilung ist lediglich, auf den eigenartigen Sachverhalt hinzuweisen.

Anmerkung bei der Korrektur: Die Anwendung der Impulsverteilung (12), (12a) an Stelle von (2), (2') führt hinsichtlich des Problems der *Selbstenergie* des Dirac-Elektrons sowie des *Energieverlustes schneller Elektronen* (Primärenergie $\gg m_0c^2$) *durch Strahlung* beim Durchgang durch Materie zu bemerkenswerten Ergebnissen. Die Selbstenergie des Elektrons wird bei Anwendung des Subtraktionsformalismus der Positronentheorie endlich, und zwar von der Größenordnung $e^2/\hbar c \cdot m_0c^2 = m_0c^2/137$. Andererseits ergibt sich eine Abänderung der Bethe-Heitlerschen Formel für den Energieverlust von Elektronen großer Primärenergie im Sinne einer erheblichen Verminderung der Strahlungsverluste. Wir behalten uns vor, bei anderer Gelegenheit auf diese Fragen ausführlicher zurückzukommen.

Erlangen, Physikalisches Institut, 20. November 1940.

(Eingegangen 25. November 1940)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

W. Hessenbruch, Metalle und Legierungen für hohe Temperaturen. 1. Teil: Zunderfeste Legierungen. 8°. 254 Seiten u. 231 Abbildungen. Berlin 1940. Julius Springer. Geb. RM. 31,50.

Verfasser ist selbst an der Entwicklung einer großen Zahl der in seinem Buche beschriebenen Legierungen maßgeblich beteiligt gewesen und somit in erster Linie berufen, eine umfassende Übersicht über das Gebiet der zunderfesten Legierungen zu geben. Da diese sich vor allem an den Metallurgen und an den Verbraucher der Legierungen wendet, ist der Hauptteil des Werkes der Wirkung größerer und kleinerer Beimengungen an Legierungselementen sowie den korrodierenden Einflüssen des umgebenden Mediums gewidmet. Auch die Lebensdauerbestimmungen sind eingehend behandelt. Da der Physiker starker Verbraucher solcher Legierungen ist, wird er diesen Kapiteln manche wertvolle Belehrung und praktische Nutzanwendung entnehmen können. Die zum Schluß angefügten Zahlentafeln mit zahlreichen, ins einzelne gehenden Angaben über deutsche und amerikanische hitzebeständige Legierungen werden vollends allgemeines Interesse finden. Der theoretische Teil ist – dem Zwecke des Buches und auch dem Stande unserer Kenntnis von diesem Gebiet entsprechend – kürzer gefaßt. Dennoch ist es auch hier gelungen, die verschiedenen Vorstellungen und ihren gesicherten Anteil anschaulich darzustellen.

Verwunderlich ist ein auf S. 93 und 96 geäußerter Irrtum, wonach Aluminium zu den raumzentrierten Gittertypen gehöre. Aluminium ist flächenzentriert; die aus der gegenteiligen Annahme entwickelten Folgerungen müssen daher ausfallen. H. G. Otto

A. Mittasch, Julius Robert Mayers Kausalbegriff. Seine geschichtliche Stellung, Auswirkung und Bedeutung. VII und 297 Seiten. Berlin 1940. Julius Springer. Geh. RM. 14,70, geb. RM. 16,80.

A. Mittasch hat in den letzten Jahren mehrere Studien vorgelegt, in welchen er sich bemühte, den sehr präzisen, aber für eine Verwendung in weiteren Gebieten zu engen Kausalbegriff der Mechanik (oder allgemeiner der theoretischen Physik) durch einen weiteren, auch außermechanischen Verhältnissen anpaßbaren Begriff zu ersetzen. Die sorgfältig herausgearbeitete Unterscheidung von Erhaltungs- und Auslösungskausalität ist ein Hauptergebnis dieser durch umfassende, vielseitige literarische Studien und durch profunde naturwissenschaftliche Kenntnisse und Erfahrungen gestützten Untersuchungen. Niemand war danach besser als der Verfasser vorbereitet, in liebevoller Versenkung und Einfühlung den Gedanken nachzuspüren, die sich J. R. Mayer über das große Thema der Kausalität gemacht hat, und die in überraschendem Maße den eigenen Gedankengängen des Verfassers verwandt sind; eine Verwandtschaft, die wohl eng zusammenhängt mit der eigentümlichen Stellung beider Forscher der Physik gegenüber: Mittasch schließt sich im Vorwort einem von Mayer geäußerten Bedauern an betreffs einer Lückenhaftigkeit der erhaltenen mathematischen Ausbildung. Aber vielleicht liegt gerade hierin auch ein Positivum besonderer Art, indem eine gewisse Distanz gegenüber der mathematischen Präzisierung andererseits einen um so weiteren Blick für andere Wissenschaftsgebiete gegeben hat, denen sich die Physik als Teilgebiet einfügt. Die erstaunliche Belesenheit und die Fülle der aufgedeckten Beziehungen, die schon in früheren Schriften des Verfassers zu bewundern waren, machen die vorliegende Schrift zu einer in gleichem Maße sachlich und wissenschaftsgeschichtlich inhaltsreichen Studie. P. Jordan

H. Stenzel, Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen. 124 S., mit 106 Abbildungen. Berlin 1939, Julius Springer. RM. 12,60.

Das vorliegende Buch schließt eine fühlbare Lücke im Schrifttum der theoretischen Akustik. Die Berechnung von Schallfeldern bei gegebener Form und vorgegebenem Bewegungszustand der

strahlenden Fläche ist zwar in einer Reihe von Einzelfällen, aber noch nicht mit der hier angewandten Systematik durchgeführt worden.

Das Buch bringt im ersten Teil die insbesondere technisch interessierenden Probleme der Schallfeldberechnung in großer Entfernung vom Strahler, wobei es für den Empfängerbau vorwiegend auf Fragen der Peilschärfe, für den Senderbau auf Fragen der Bündelung ankommt. Der Verfasser definiert hier für den Schallempfang einen nur von den Richtungskoordinaten abhängigen Richtfaktor und entsprechend für die Abstrahlung einen die Bündelung kennzeichnenden Strahlungsfaktor, der dann für praktisch vorkommende Strahleranordnungen, nämlich für Gruppenanordnungen von Punktstrahlern auf der Geraden und der Kreislinie, ferner für die rechteckige und für die runde Kolbenmembran berechnet wird.

Der zweite Teil behandelt das Schallfeld in der Nähe des Strahlers. Wegen des Ausmaßes und der Mannigfaltigkeit dieser Problemstellung beschränkt sich der Verfasser hier auf die Gruppe von zwei Einzelstrahlern und auf die kreisförmige Kolbenmembran. In beiden Fällen werden die Kurven konstanten Schalldruckes durchgerechnet und für verschiedene Verhältnisse der geometrischen Abmessungen zur Wellenlänge tabellarisch und bildlich dargestellt.

Der dritte Teil enthält das Schallfeld der Kugelstrahler, und zwar zunächst der einfachen Strahler bestimmter Ordnung, darauf das durch Zusammensetzung von Kugelstrahlern darstellbare und auch praktisch interessierende Schallfeld einer strahlenden Kugelkappe einschließlich des Punktstrahlers auf der Kugeloberfläche. Die Fragen der Richtwirkung bzw. Abschirmwirkung der Kugel werden hier sehr ausführlich untersucht. Zum Schluß dieses Teiles wird schließlich die durch eine starre Kugel im Felde eines Punktstrahlers verursachte Störung behandelt und durch Kurven der Richtungsabhängigkeit von Reflexionsfaktoren sowie durch Kurven konstanten Schalldruckes erläutert.

Obwohl das Buch größtenteils mathematisch anspruchsvolle Probleme behandelt, hat der Verfasser eine sehr übersichtliche Darstellungsform gefunden. Die Behandlung des Stoffes ist erschöpfend und gründlich; sie beschränkt sich nicht auf eine Auswertung bekannter Veröffentlichungen, zu denen insbesondere auch die des Verfassers zählen, sondern es ist viel Originalarbeit hinzugekommen, darunter den Bedürfnissen der Praxis entsprechend z. B. Verfahren zur Berechnung von Richtwirkungsmaßen, Verfahren zur Auffindung von Nullstellen des Schalldruckes u. ä. Das Buch wird als systematische Darstellung eines verwickelten und bisher nur verstreut behandelten Gebietes bei der Durchrechnung von Schallfeldern, insbesondere bei den Problemen der Richtwirkung in der Unterwasserschalltechnik eine wertvolle Hilfe bringen.

Trage

breiten physikalischen Zusammenhänge mehr oder weniger nur im Zuschnitt auf die dort behandelten aktuellen Probleme, meist auf die aus praktischer Anwendung entspringenden technisch-physikalischen Probleme zu Wort kommen. Der Verfasser behandelt hier ohne einseitige Ausrichtung das Gesamtgebiet. Er stellt überall die physikalischen Zusammenhänge — vielfach im Anschluß an klassische Arbeiten — in den Vordergrund und führt in sachlich knapper, aber sehr gründlicher Darstellung bis zum modernen Erfahrungsbestand und zur modernen physikalischen Problematik. Bemerkenswert sind die vielfach eingestreuten historischen Notizen, in denen auf manchen wenig bekannt gewordenen Beitrag zur Entwicklung der neueren Akustik hingewiesen wird.

Der Aufbau des Buches beginnt mit den Grundlagen der Schwingungslehre und der Wellenlehre. Hier werden beispielsweise auch Fragen des Frequenzspektrums nichtperiodischer Vorgänge, ferner Fragen der nichtlinearen Schwingungssysteme und der Selbsterregung behandelt. Ein weiterer Abschnitt enthält Theorie und Messung der Schallfeldgrößen, darunter auch die Probleme der Lautstärkenmessung. Die folgenden drei Kapitel behandeln die Schallerzeugung, Schallausbreitung und den Schallempfang, die Gebiete also, auf denen vorwiegend die praktischen Anwendungen der Akustik liegen. Bei der Schallausbreitung werden auch die neueren Fragen der Absorption, die Ausbreitung auf große Entfernungen und in abgeschlossenen Systemen und im Anschluß daran die Sonderfragen der Raum- und Bauakustik besprochen. Abschließend sind die Verfahren der Schallanalyse und die physikalischen Eigenschaften natürlicher Schallvorgänge behandelt. Ein Anhang enthält eine Zusammenstellung akustischer Benennungen und wichtiger Formeln.

Dem Lernenden wird bei der Durcharbeitung dieses Buches die klare Ausdrucksweise und die durchsichtige Darstellung, die nicht zuletzt durch zahlreiche Abbildungen und durch Beispiele aus der Praxis erreicht wird, sehr zustatten kommen. Der wissenschaftlich interessierte Leser wird dem Verfasser weiterhin besonders danken für die zahlreichen Schrifttumsangaben, die aus umfassender Facherfahrung heraus gesammelt und ausgewählt worden sind und schnelle Vertiefung in Einzelprobleme ermöglichen.

Trage

F. Trendelenburg, Einführung in die Akustik. 277 S. mit 215 Abbildungen. Berlin 1939. Julius Springer. Geh. RM. 22,50, geb. RM 24,60.

Das vorliegende Werk steht in gewissem Gegensatz oder, richtiger gesagt, in guter Ergänzung zu verschiedenen bekannten Darstellungen des neueren deutschen akustischen Schrifttums, in denen die

Nachrichten

Ernannt: Der Observator und Dozent Dr. Karl Schütte zum ord. Professor für Astronomie und höhere Geodäsie an der Universität Wien, der Dozent Dr. Frank Matossi zum planmäßigen außerordentlichen Professor für Experimentalphysik an der Universität Graz.

Gesuche

Assistent

baldigst gesucht. Anfrage an das
Institut für angewandte Geophysik der Bergakademie Freiberg i. Sa.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.